



Observables de spin en physique hadronique et facteurs de forme du deuton et du proton

Christophe Furget

► To cite this version:

Christophe Furget. Observables de spin en physique hadronique et facteurs de forme du deuton et du proton. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2002. tel-00001751

HAL Id: tel-00001751

<https://theses.hal.science/tel-00001751>

Submitted on 1 Oct 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Observables de spin en physique hadronique
et
Facteurs de forme du deuton et du proton

Mémoire présenté par

Christophe Furget

pour obtenir le

Diplôme d'habilitation à diriger des Recherches
de l'Université Joseph Fourier

Composition du jury :

Jean-Paul Bocquet	Rapporteur
Joël Chauvin	Rapporteur
Robert Frascaria	Rapporteur et président du jury
Serge Kox	
Jacques Martino	Rapporteur

Table des matières

Introduction	1
1 Mesures de polarisation	3
1.1 Observables de polarisation	4
1.1.1 Polarisation d'un ensemble de particules	4
1.1.2 Description d'une réaction	5
Les pouvoirs d'analyse :	7
Les corrélations de spin :	7
Les pouvoirs polarisants :	7
Les coefficients de transfert de spin :	7
1.1.3 Section efficace polarisée	7
Mesure des pouvoirs d'analyse :	8
Mesure de la polarisation incidente :	8
1.2 Les polarimètres	8
1.2.1 Expérience de calibration	9
1.2.2 Le polarimètre à deutons <i>POLDER</i>	9
1.2.3 Comparaison des polarimètres à deutons	12
1.3 Mesure de la polarisation d'un faisceau secondaire	13
1.4 Etude de la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$	14
1.4.1 Contexte physique et expérimental	14
1.4.2 Mesure du pouvoir d'analyse A_{y0}	16
1.4.3 Mesure des observables liées à la polarisation du deuton	17
2 Mesures des facteurs de forme	23
2.1 Diffusion élastique électron-noyau	24

2.1.1	La sonde électromagnétique	24
2.1.2	La sonde électro-faible	28
2.2	Expérience t_{20}	31
2.2.1	Motivations physiques	31
2.2.2	Dispositif expérimental	32
2.2.3	Résultats	34
2.3	Expérience G_0	36
2.3.1	Motivations physiques	36
2.3.2	Les autres expériences	40
2.3.3	Dispositif expérimental	41
2.3.4	Calendrier de l'expérience G^0	46
	Conclusions	47
	Bibliographie	48

Introduction

Je présente dans ce mémoire les activités de recherche que j'ai développées depuis 1991 dans le groupe de physique hadronique à l'Institut des Sciences Nucléaires.

De 1991 à 1998, ces recherches ont porté principalement sur le deuton. Ce noyau, constitué d'un proton et d'un neutron, a toujours été un laboratoire privilégié pour l'étude de l'interaction nucléon-nucléon. Son spin $S=1$ lui confère également une grande richesse pour sonder les détails de l'interaction nucléaire.

L'accélérateur *SATURNE* a fourni durant 20 ans des faisceaux polarisés de protons, deutons (etc ...), ce qui a permis d'étudier avec une grande sensibilité l'interaction nucléaire. Dans ce cadre, nous nous sommes attachés à développer un polarimètre tensoriel à deutons de recul *POLDER* utilisable entre 140 et 520 MeV. Celui-ci a ensuite été utilisé pour étudier le processus $H(p, d)\pi^+$, qui constitue le système le plus simple pour étudier la production du pion aux énergies intermédiaires. Ce processus met en jeu un grand nombre d'amplitudes, ce qui nécessite la mesure de nombreuses observables de spin. L'ensemble de ce travail est développé dans le chapitre 1.

Par ailleurs, l'électron constitue une sonde idéale pour étudier la structure des noyaux et des nucléons. Depuis 1995, l'accélérateur CEBAF, situé au *Jefferson Laboratory*, est capable d'accélérer des électrons de plusieurs GeV afin d'accéder à des distances d'interaction largement inférieures à la taille des nucléons. L'expérience t_{20} , qui est décrite dans le chapitre 2, avait pour objectif d'étudier dans le cadre de la diffusion élastique la structure du deuton pour les plus grands transferts d'impulsion possibles afin, éventuellement, de faire apparaître l'influence des degrés de liberté des quarks. Pour cela l'extraction des trois facteurs de forme électromagnétique, reliés aux distributions de charge et de courants, nécessitait la mesure de la polarisation du deuton de recul à l'aide du polarimètre *POLDER*.

Dans le cas du proton, sa structure électromagnétique, décrite à l'aide de deux facteurs de forme, est bien connue expérimentalement. Cependant sa description en termes de quarks soulève quelques questions, en particulier sur l'importance de la contribution des quarks de la mer. Les expériences, dites de violation de parité, utilisent les interactions électromagnétique et faible de l'électron avec le nucléon pour enrichir le nombre d'observables afin d'extraire la contribution des différents quarks à la structure du nucléon. Depuis 1998, nous sommes engagés dans le programme expérimental G^0 , qui vise à extraire la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme électrique et magnétique du nucléon pour différents transferts d'impulsion. Ce programme, qui se déroulera de 2002 à 2006, constitue à la fois le présent mais également les perspectives développées dans le chapitre 2 de ce mémoire.

Chapitre 1

Mesures de polarisation

Les degrés de liberté liés au spin des particules permettent depuis maintenant longtemps d'accéder au détail de l'interaction nucléon-nucléon dans les systèmes à quelques nucléons tels que le deuton. Ce chapitre est entièrement consacré au programme expérimental développé auprès de l'accélérateur *SATURNE*, qui a joué un rôle moteur au cours des vingt dernières années dans la physique du spin aux énergies intermédiaires.

La première partie de ce chapitre présente le formalisme utilisé dans les expériences de polarisation. Pour cela on introduit la notion de matrice densité et son développement sur une base de tenseurs irréductibles, avant de présenter une description des observables de polarisation dans le cadre d'une réaction à deux corps. Une seconde partie porte sur la technique de polarimétrie, qui utilise un processus nucléaire particulièrement sensible au spin de la particule incidente pour mesurer la polarisation d'un faisceau de particules. Nous décrirons le fonctionnement et la mise en œuvre du polarimètre tensoriel à deutons *POLDER*, ainsi que sa calibration. Une troisième partie est consacrée à l'utilisation du polarimètre pour la mesure de la polarisation des deutons de recul dans la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$. L'ensemble des observables de spin mesurées ont pu être comparées avec précision aux prédictions existantes.

La calibration du polarimètre *POLDER* a fait l'objet de la thèse de J.S. Réal [1, 2]. J'étais porte-parole de l'expérience, qui a porté sur la mesure d'observables tensorielles de transfert de spin dans la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$, et qui a fait l'objet de la thèse de J. Goy [3, 4, 5], dont j'étais le directeur de thèse.

1.1 Observables de polarisation

1.1.1 Polarisation d'un ensemble de particules

Un **faisceau** constitué de N particules de spin S apparaît comme un mélange statistique de plusieurs états $|\psi_k\rangle$ ayant des probabilités p_k . Dans la représentation standard chacun des états de spin $|\psi_k\rangle$ se décomposent suivant les vecteurs de base $|S\mu\rangle$:

$$|\psi_k\rangle = \sum_{\mu} a_{\mu}^k |S\mu\rangle. \quad (1.1)$$

où μ est la projection du spin suivant l'axe de quantification.

On définit l'opérateur **densité** du système de N particules comme la moyenne pondérée des projecteurs sur chacun des états $|\psi_k\rangle$,

$$\rho = \sum_k p_k |\psi_k\rangle\langle\psi_k| = \sum_{\mu\mu'} |S\mu\rangle \rho_{\mu\mu'} \langle S\mu'| \quad (1.2)$$

Les termes $\rho_{\mu\mu'}$ constituent les éléments de la **matrice densité** de dimension $(2S+1) \times (2S+1)$. Celle-ci contient toute la description en terme de spin du système considéré. Il est possible d'extraire une information mesurable à partir du calcul d'une observable quelconque A par la relation :

$$\langle A \rangle = \text{Tr}(\rho A) \quad (1.3)$$

Du point de vue du spin, un faisceau est alors caractérisé par un ensemble de paramètres définis par un jeu d'observables indépendantes qui dépendent du référentiel choisi.

Afin d'extraire les paramètres de polarisation, la convention de Madison [6] préconise de développer la matrice densité sur une base d'**opérateurs tensoriels irréductibles** $\mathcal{T}^{(k)}$ ($0 \leq k \leq 2S$) de rang k dont les $2k+1$ composantes $\mathcal{T}_{k,q}$ ($-k \leq q \leq k$) sont définies par :

$$(\mathcal{T}_{kq})_{\mu'\mu} = \sqrt{2S+1} (-)^{S-\mu} \langle S\mu' S - \mu | kq \rangle \quad (1.4)$$

où $\langle S\mu' S - \mu | kq \rangle$ sont les coefficients de Clebsch-Gordan.

La polarisation du système est alors décrite par les paramètres t_{kq} qui sont définis comme étant la valeur moyenne de l'opérateur \mathcal{T}_{kq} prise sur l'ensemble du système :

$$t_{kq} = \sum_{\mu\mu'} (\mathcal{T}_{kq})_{\mu'\mu} \rho_{\mu\mu'} = \text{Tr}(\mathcal{T}_{kq} \rho) \quad (1.5)$$

Inversement, il est possible d'exprimer la matrice densité en fonction des paramètres de polarisation t_{kq} . Dans le cas d'un faisceau de deutons de spin $S = 1$, la matrice densité est de dimension 3×3 , et sa décomposition s'écrit :

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 + \sqrt{\frac{3}{2}} t_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} t_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}} (t_{1-1} + t_{2-1}) & \sqrt{3} t_{2-2} \\ -\sqrt{\frac{3}{2}} (t_{11} + t_{21}) & 1 - \sqrt{2} t_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}} (t_{1-1} - t_{2-1}) \\ \sqrt{3} t_{22} & -\sqrt{\frac{3}{2}} (t_{11} - t_{21}) & 1 - \sqrt{\frac{3}{2}} t_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}} t_{20} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Un faisceau non polarisé (avec tous les paramètres $t_{kq}=0$) aura ainsi une matrice densité proportionnelle à la matrice identité \mathcal{I} .

L'intérêt d'une décomposition sur une base de tenseurs irréductibles plutôt que sur une base cartésienne est lié aux propriétés remarquables des opérateurs vis-à-vis des rotations. Par exemple, le passage des paramètres de polarisation d'un référentiel (1) vers un référentiel (2) ne fait intervenir que des paramètres du même ordre k à l'aide de la relation :

$$t_{kq}^{(2)} = \sum_{q'} t_{kq'}^{(1)} R_{q'q}^k \quad (1.7)$$

où $R_{q'q}^k$ sont les éléments de la matrice de l'opérateur rotation définis par les trois angles d'Euler (Pour plus de détails voir la référence [7]).

1.1.2 Description d'une réaction

Considérons une réaction à deux corps du type :

$$a + b \rightarrow c + d \quad \text{ou} \quad b(a, c)d. \quad (1.8)$$

Toute l'information physique est contenue dans la matrice de diffusion $M(\theta)$, qui se développe sur les états de spin des états initial et final. Elle permet de coupler la matrice densité ρ_i du système initial et celle ρ_f du système final par la relation :

$$\rho_f = M(\theta) \rho_i M^\dagger(\theta) \quad (1.9)$$

où θ est l'angle de diffusion, mesuré entre les impulsions des particules a et c .

La matrice densité de l'état initial, de dimensions $(2S_a + 1) \times (2S_b + 1)$, est définie comme :

$$\rho_i = \rho_a \otimes \rho_b = \frac{1}{(2S_a + 1)(2S_b + 1)} \sum_{k_a q_a k_b q_b} (-)^{q_a + q_b} t_{k_a - q_a} t_{k_b - q_b} \mathcal{T}_{k_a q_a} \otimes \mathcal{T}_{k_b q_b} \quad (1.10)$$

ρ_a et ρ_b étant les matrices densité du faisceau incident et de la cible.

Une expression identique existe pour la matrice densité de l'état final ρ_f :

$$\rho_f = \rho_c \otimes \rho_d = \frac{1}{(2S_c + 1)(2S_d + 1)} \sum_{k_c q_c k_d q_d} (-)^{q_c + q_d} t_{k_c - q_c} t_{k_d - q_d} \mathcal{T}_{k_c q_c} \otimes \mathcal{T}_{k_d q_d} \quad (1.11)$$

Pour l'expression des matrices densité initiale et finale, la convention de Madison [6] préconise d'utiliser le **repère d'hélicité**, dans lequel l'axe Oz est choisi individuellement pour chaque particule de la réaction dans la direction de son impulsion et l'axe Oy est défini par le produit vectoriel $\vec{y} = \vec{p}_i \wedge \vec{p}_f$ entre les impulsions de la particule incidente et de la particule détectée.

Dans le cadre de la réaction à deux corps $b(a, c)d$, la description de la polarisation dans l'état final (pour les particules c et d) est donnée par la relation 1.5 avec comme expression de la matrice densité, celle donnée par la relation 1.9. Elle fait intervenir les observables de polarisation les plus générales :

$$t_{k_c q_c k_d q_d}^{k_a q_a k_b q_b} = \frac{\text{Tr} \left(\mathcal{T}_{k_c q_c k_d q_d} M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a k_b q_b}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad (1.12)$$

qui fait apparaître les indices de polarisation de chaque particule. Par convention, les indices du haut se réfèrent au système initial et ceux du bas au système final. Les indices ont été contractés dans l'expression 1.12 pour alléger l'écriture :

$$\mathcal{T}_{k_a q_a k_b q_b} = \mathcal{T}_{k_a q_a} \otimes \mathcal{T}_{k_b q_b} \quad \text{et} \quad \mathcal{T}_{k_c q_c k_d q_d} = \mathcal{T}_{k_c q_c} \otimes \mathcal{T}_{k_d q_d} \quad (1.13)$$

Du fait des propriétés d'hermiticité des opérateurs irréductibles sphériques \mathcal{T}_{kq} , les observables de polarisation vérifient la relation suivante :

$$t_{k_c q_c k_d q_d}^{k_a q_a k_b q_b *} = (-)^{\Sigma q} t_{k_c - q_c k_d - q_d}^{k_a - q_a k_b - q_b} \quad (1.14)$$

De plus, si la réaction $b(a, c)d$ conserve la parité, les observables de polarisation obéissent également à la relation :

$$t_{k_c q_c k_d q_d}^{k_a q_a k_b q_b} = (-)^{\Sigma(k-q)} t_{k_c - q_c k_d - q_d}^{k_a - q_a k_b - q_b} \quad (1.15)$$

Dans le cas de la réaction $^1H(p, d)\pi^+$ (voir section 1.4), 144 observables de polarisation différentes sont dénombrées, mais la conservation de la parité réduit le nombre d'observables indépendantes à 47.

Nous présentons dans la suite les principales observables de polarisation qui font intervenir la polarisation du faisceau ou celle de la particule sortante détectée. Nous introduisons les notations usuelles qui sont utilisées dans la littérature :

Les pouvoirs d'analyse : Dans le cas où on ne s'intéresse pas à la polarisation de l'état final, la mesure de la section efficace de la réaction dépend de la polarisation du faisceau par les observables :

$$T_{k_a q_a} \equiv \frac{\text{Tr} \left(M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } b(\vec{a}, c) d \quad (1.16)$$

Les corrélations de spin : Dans la cas où le faisceau et la cible sont polarisés, la mesure de la section efficace de la réaction permet d'accéder aux observables :

$$t_{k_a q_a k_b q_b} = \frac{\text{Tr} \left(M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a k_b q_b}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } \vec{b}(\vec{a}, c) d \quad (1.17)$$

Les pouvoirs polarisants : Ils caractérisent l'état de polarisation du faisceau diffusé obtenu avec un faisceau incident non polarisé sur une cible non polarisée :

$$t_{k_c q_c} \equiv \frac{\text{Tr} \left(M^\dagger(\theta) \mathcal{T}_{k_c q_c} M(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } b(a, \vec{c}) d \quad (1.18)$$

Les coefficients de transfert de spin : Ils décrivent la dépendance de la polarisation de la particule détectée en fonction de la polarisation incidente :

$$t_{k_c q_c}^{k_a q_a} \equiv \frac{\text{Tr} \left(\mathcal{T}_{k_c q_c} M(\theta) \mathcal{T}_{k_a q_a}^\dagger M^\dagger(\theta) \right)}{\text{Tr} \left(M(\theta) M^\dagger(\theta) \right)} \quad \text{pour } b(\vec{a}, \vec{c}) d \quad (1.19)$$

1.1.3 Section efficace polarisée

Les sections efficaces représentent les observables les plus simples à mesurer puisqu'elles ne nécessitent pas la mesure de la polarisation des particules dans la voie de sortie. Elles s'expriment à l'aide de la relation suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \text{Tr} \left(M(\theta) \rho_i M^\dagger(\theta) \right) \quad (1.20)$$

où la matrice densité initiale ρ_i s'exprime à l'aide de la relation 1.10.

Dans le cas où la cible n'est pas polarisée, la section efficace s'écrit,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \text{Re} \left\{ \sum_{k_a q_a} t_{k_a q_a} T_{k_a q_a}^* \right\}. \quad (1.21)$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{n.p.}$ est la section efficace obtenue avec un faisceau non polarisé et $t_{k_a q_a}$ sont les paramètres de polarisation du faisceau incident. Les coefficients $T_{k_a q_a}^*$ sont les pouvoirs d'analyse de la réaction, dont la définition est donnée par la relation 1.16. Dans le cas d'une réaction conservant la parité et impliquant un faisceau de deuton ($S = 1$), les quatre pouvoirs d'analyse indépendants sont T_{11} , T_{20} , T_{21} et T_{22} .

D'un point de vue expérimental, deux approches sont possibles :

Mesure des pouvoirs d'analyse : Dans le cas où l'état de polarisation du faisceau est connu, la mesure de la section efficace polarisée permet d'extraire les pouvoirs d'analyse de la réaction étudiée. Elles constituent généralement les observables les plus accessibles au delà de la section efficace non polarisée. Les mesures de pouvoirs d'analyse réalisées pour la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ en sont un bon exemple (voir 1.4.2).

Mesure de la polarisation incidente : Dans le cas d'une réaction où les pouvoirs d'analyse sont déjà connus, la mesure de la section efficace polarisée permet d'accéder à la polarisation du faisceau incident. Dans le cas où il est lui-même issu d'une réaction primaire, cette mesure permet d'accéder aux observables de polarisation liées à la réaction primaire, telles que les pouvoirs polarisants et coefficients de transfert de spin, comme celles présentées dans la section 1.4.2 pour la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$. La réaction secondaire constitue dans ce cas une réaction d'analyse qui est la base des polarimètres. La mesure préalable des pouvoirs d'analyse (et de la section efficace non polarisée) constitue la calibration du polarimètre, comme celle présentée dans la section 1.2.1.

1.2 Les polarimètres

Un polarimètre, destiné à mesurer la polarisation d'un faisceau de particules issues d'une réaction primaire ou d'une source, est basé sur une réaction dont les pouvoirs d'analyse génèrent des différences de taux de comptage suivant que le faisceau est polarisé ou non. L'utilisation du polarimètre nécessite une calibration préalable du dispositif expérimental avec la mesure des efficacités de détection et des pouvoirs d'analyse dans la gamme d'énergie souhaitée. Ces observables prennent en considération les contraintes expérimentales telles que la nature de la cible, les acceptances du dispositif et le rejet des réactions parasites.

1.2.1 Expérience de calibration

Les faisceaux polarisés sont généralement produits par un accélérateur, ce qui permet de choisir et de mesurer le type de polarisation et l'énergie des particules incidentes.

Du fait des techniques de production de faisceau polarisé [8], la polarisation possède un axe de symétrie OZ . Pour un faisceau de deutons ($S = 1$), la polarisation se réduit à deux composantes, notées ρ_{10} et ρ_{20} et reliées aux trois projections possibles du spin. La relation 1.6 montre que la matrice densité se réduit à des termes diagonaux.

L'expression de la section efficace polarisée, donnée par la relation 1.21 montre que la mesure de l'ensemble des pouvoirs d'analyse de la réaction requiert que les quatre composantes de polarisation t_{11} , t_{20} , t_{21} et t_{22} , exprimées dans le repère d'hélicité de la particule incidente, soient différentes de zéro. Le passage de deux composantes (ρ_{10} , ρ_{20}) dans le repère de la source (OZ vertical à la sortie de l'accélérateur) à quatre composantes (t_{11} , t_{20} , t_{21} , t_{22}) dans le repère d'hélicité se fait par précession du spin lors du passage du faisceau dans une succession d'éléments magnétiques de type solénoïde et dipôle. Elle fait intervenir l'angle β entre l'axe de symétrie OZ et l'axe Oz lié à l'impulsion du deuton et l'angle ϕ entre la normale au plan (horizontal) de l'accélérateur et la direction du spin (l'axe Oy du repère d'hélicité) de la particule sortante.

La section efficace polarisée, issue de la relation 1.21, s'exprime en fonction des paramètres de polarisation de la source suivant la relation :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \left(1 + \sqrt{2} \rho_{10} \sin\beta \cos\phi i T_{11}(\theta) + \rho_{20} \frac{3 \cos^2\beta - 1}{2} T_{20}(\theta) \right. \\ & \left. - \sqrt{6} \rho_{20} \sin\beta \cos\beta \sin\phi T_{21}(\theta) - \sqrt{\frac{3}{2}} \rho_{20} \sin^2\beta \cos 2\phi T_{22}(\theta) \right) \end{aligned} \quad (1.22)$$

En disposant de plusieurs combinaisons connues (ρ_{10} , ρ_{20}) de la polarisation du faisceau (ρ_{10} et ρ_{20} pouvant être indépendamment négatif ou positif), l'analyse des taux de comptage en fonction de l'angle azimutal ϕ permet d'extraire les pouvoirs d'analyse vectoriel $i T_{11}(\theta)$ et tensoriels $T_{2q}(\theta)$ en fonction de l'angle de diffusion θ .

1.2.2 Le polarimètre à deutons *POLDER*

Le polarimètre POLDER (POLarimètre à DEuton de Recul) [1, 2] est basé sur la réaction d'échange de charge $^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$, qui possède des pouvoirs d'analyse tensoriels et une section

efficace de réaction importante [9] sur un large domaine en énergie deuton situé entre 175 et 500 MeV.

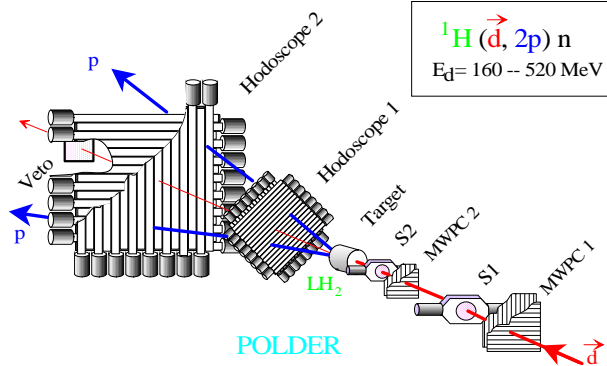


FIG. 1.1 – Schéma de principe du polarimètre POLDER.

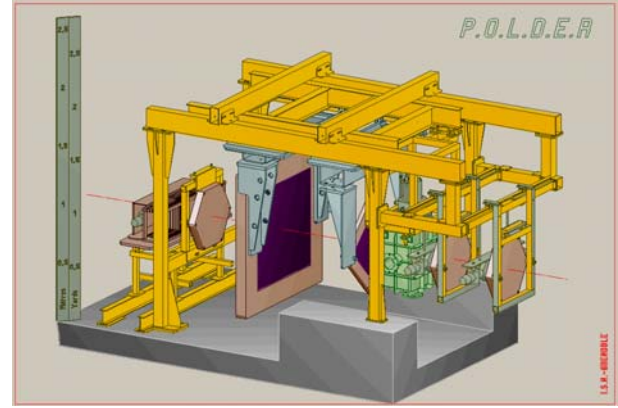


FIG. 1.2 – Vue CAO des éléments du polarimètre POLDER.

Le dispositif expérimental, qui est représenté sur les figures 1.1 et 1.2, est constitué d'une détection pour le deuton incident, d'une cible d'hydrogène liquide et d'une détection pour les deux protons, émis vers l'avant avec une faible énergie relative.

Le nombre de deutons incidents, qui est mesuré à l'aide de deux scintillateurs plastiques minces, est utilisé pour la normalisation absolue de la section efficace. La direction des deutons est reconstruite à l'aide de deux chambres à fils proportionnelles, qui permettent également de rejeter les événements où plusieurs particules sont présentes avant la cible. La réaction a lieu dans une cible d'hydrogène liquide de forme cylindrique et d'une longueur de 20 cm environ. La température de la cible de 19 K est contrôlée à partir de la mesure de la pression afin de déterminer précisément la densité de la cible. Les deux protons, issus de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$, sont détectés dans deux hodoscopes, qui sont composés de deux plans (X,Y) de barres de scintillateurs plastiques et permettent de reconstruire la trajectoire des deux protons. Les informations angulaires θ et ϕ qui interviennent dans l'expression de la section efficace 1.22, sont obtenues à partir des directions du deuton et des 2 protons. La position des hodoscopes, qui dépend de l'énergie des deutons incidents, est déterminée afin d'optimiser l'efficacité de détection (de l'ordre de 90 %) tout en gardant une résolution angulaire suffisante sur la direction de la paire proton-proton. L'épaisseur des scintillateurs a été minimisée afin de limiter la détection des particules neutres.

Les événements issus de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ sont obtenus en sélectionnant une particule

chargée incidente et deux particules chargées émises vers l'avant avec une vitesse proche de celle du deuton incident à l'aide d'un nombre limité de coupures de type géométrique ou sur le temps de vol des particules. Ce polarimètre est ainsi très stable vis à vis des conditions expérimentales, comme l'intensité et la taille du faisceau incident ou l'importance du bruit de fond. Il permet une mesure des sections efficaces absolues de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$ reproductible au pourcent près.

Le polarimètre a été calibré en plusieurs étapes auprès de l'accélérateur SATURNE à Saclay, avec des faisceaux de deutons de polarisation connue. Le polarimètre a tout d'abord été calibré entre 175 et 500 MeV [1]. Cette calibration a été utilisée pour l'étude de la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ (voir section 1.4). Ensuite le polarimètre a subi des modifications importantes afin d'adapter son acceptance et l'épaisseur de la cible à l'expérience de la mesure de la polarisation t_{20} réalisée au *Jefferson Laboratory* (voir section 2.2). Une seconde calibration a dû être réalisée dans un domaine en énergie entre 140 et 520 MeV [10]. La figure 1.3 montre un exemple des pouvoirs d'analyse et de la section efficace non polarisée obtenus à 300 MeV. Elle indique un pouvoir d'analyse vectoriel nul tandis que les trois pouvoirs d'analyse tensoriels (T_{2j}) sont différents de zéro.

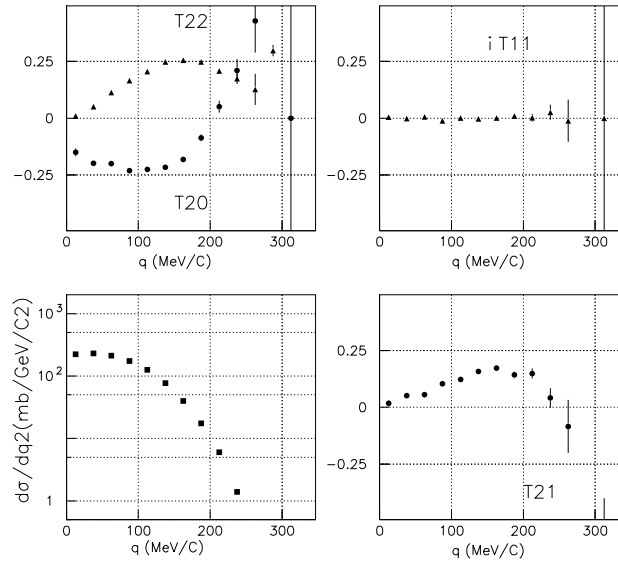


FIG. 1.3 – *Pouvoirs d'analyse et section efficace non polarisée de la réaction d'échange de charge obtenus en calibration à une énergie cinétique deuton de 300 MeV.*

1.2.3 Comparaison des polarimètres à deutons

Plusieurs polarimètres ont été développés pour les deutons [11]. Ils sont dits vectoriels (t_{1q}) ou tensoriels (t_{2q}) selon la composante de polarisation mesurée et ne sont opérationnels que pour une gamme restreinte en énergie. Pour comparer les performances de différents polarimètres, on définit des figures de mérites F_{kq} :

$$(F_{kq})^2 = \int (T_{kq})^2 \epsilon(\Omega) d\Omega \quad (1.23)$$

où ϵ est le rapport entre le nombre de réactions détectées et le nombre de particules incidentes.

Les figures de mérite permettent d'estimer les erreurs statistiques associées à la mesure de la polarisation à partir du nombre de deutons incidents sur le polarimètre :

$$\Delta(t_{kq}) \approx \frac{1}{\sqrt{2 - \delta_{q0}} F_{kq} \sqrt{N_{inc}}} \quad \begin{cases} \text{avec } \delta_{q0} = 0 \text{ pour } q \neq 0 \\ \text{et } \delta_{q0} = 1 \text{ pour } q = 0 \end{cases} \quad (1.24)$$

Pour posséder une grande figure de mérite (et donc réaliser des mesures de polarisation précises), la réaction doit avoir à la fois une grande section efficace et des grands pouvoirs d'analyse. Il est aussi important d'avoir un domaine en énergie aussi étendu que possible. Le détecteur associé doit pour sa part pouvoir utiliser une cible épaisse et mesurer les produits finals de la réaction d'analyse avec une grande efficacité.

Voici une liste comparative des différents polarimètres à deutons au delà de 100 MeV d'énergie cinétique [11] :

- *POMME* est un polarimètre vectoriel, basé sur la réaction semi-inclusive $^{12}\text{C}(d, c)X$ où c est une particule chargée. Il a été calibré entre 150 et 700 MeV auprès de l'accélérateur *SATURNE*.
- *AHEAD* est un polarimètre tensoriel, basé sur la diffusion élastique deuton-proton. Il a été calibré entre 120 et 250 MeV auprès de l'accélérateur *SATURNE*.
- *POLDER* est un polarimètre tensoriel, basé sur la réaction d'échange de charge $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$. Il a été calibré entre 140 et 520 MeV auprès de l'accélérateur *SATURNE*.
- *HYPOM* est une version modifiée de *POMME*, basé sur la diffusion élastique deuton sur proton. Ce polarimètre tensoriel, qui est conçu pour fonctionner à des énergies deutons situées entre 1.2 et 2.3 GeV, a été testé auprès de l'accélérateur *SATURNE*.
- *DPOL* est un polarimètre à la fois vectoriel et tensoriel basé sur les processus de diffusion élastique et de la réaction d'échange de charge $^1\text{H}(\vec{d}, 2p)n$ grâce à l'utilisation d'une cible

CH_2 . Ce polarimètre a été calibré dans une gamme d'énergie restreinte entre 230 et 270 MeV auprès de l'accélérateur *RIKEN* (Japon).

L'accélérateur *SATURNE* n'est plus en fonctionnement depuis la fin de l'année 1997. Cet arrêt a stoppé prématurément les études sur le polarimètre tensoriel à haute énergie *HYPOM*. L'absence de faisceau de deutons polarisés sur une grande gamme en énergie empêche tout nouveau développement d'envergure dans ce domaine.

1.3 Mesure de la polarisation d'un faisceau secondaire

Lorsque le faisceau incident sur le polarimètre est issu d'une réaction primaire, les paramètres de polarisation t_{kq} sont exprimés dans le repère d'hélicité de la particule détectée. Par contre, les paramètres de polarisation, qui interviennent dans la relation 1.21, sont liés à la réaction d'analyse du polarimètre et doivent être exprimés dans le plan de la réaction secondaire.

Le passage du référentiel d'hélicité de la diffusion primaire à celui de la diffusion secondaire se fait par une rotation d'angle ϕ entre les deux plans de réaction. L'expression de la section efficace polarisée (1.21) devient :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right)_{n.p.} \left(1 + t_{20}T_{20}(\theta) + 2\cos\phi it_{11}iT_{11}(\theta) \right. \\ & \left. + 2\cos\phi t_{21}T_{21}(\theta) + 2\cos 2\phi t_{22}T_{22}(\theta) \right) \end{aligned} \quad (1.25)$$

Les pouvoirs d'analyse T_{kq} sont ceux de la réaction secondaire. La mesure des paramètres de polarisation t_{kq} du faisceau, permet d'accéder aux observables liées à la réaction primaire. On peut noter que dans les expressions des sections efficaces polarisées (1.22) et (1.25), le terme $t_{20}T_{20}(\theta)$ est le seul à ne pas posséder de dépendance azimutale en ϕ . Dans le cas du polarimètre *POLDER*, sa détermination est plus délicate puisqu'elle requiert une mesure absolue de la section efficace avec une précision inférieure au %.

A titre d'exemple, les figures 1.4 et 1.5 montrent des mesures des efficacités de détection (correspondant aux sections efficaces pondérées par l'efficacité du détecteur) avec les ajustements réalisés pour extraire les paramètres t_{21} et t_{22} à partir de la dépendance azimutale (voir figure 1.4) et t_{20} à partir du taux de comptage intégré en ϕ en fonction de l'angle θ (voir figure 1.5).

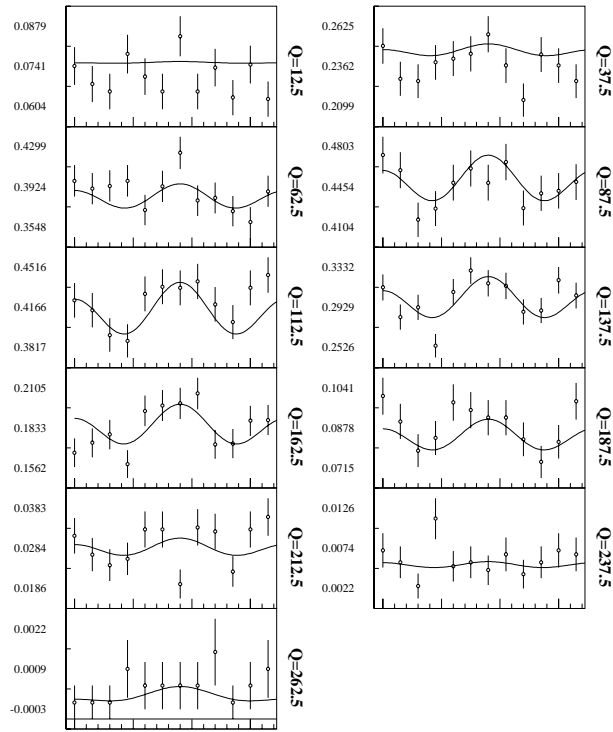


FIG. 1.4 – Efficacité de détection $\varepsilon(q, \phi)$ en fonction de ϕ pour plusieurs valeurs du moment transféré q (lié à l'angle θ)

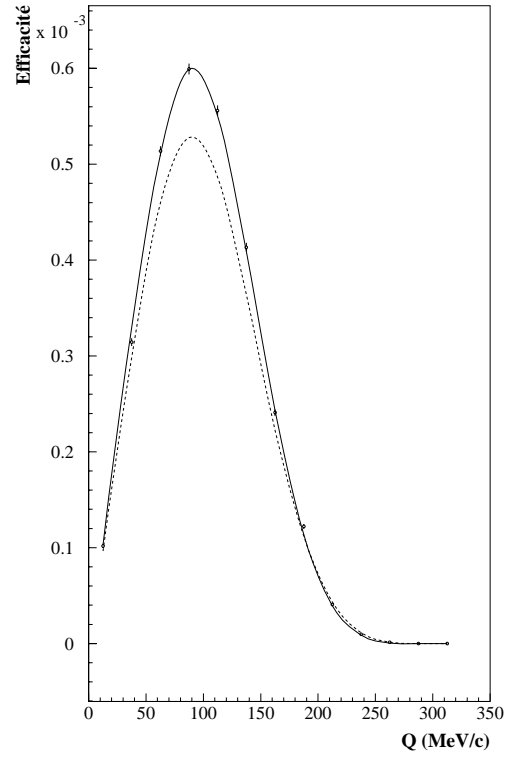


FIG. 1.5 – Efficacité de détection $\varepsilon(q)$ intégrée en ϕ polarisée (trait plein) et non polarisée (tiretés).

1.4 Etude de la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$

1.4.1 Contexte physique et expérimental

La réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ est l'un des processus les plus simples du système $NN - \pi NN$ qui mettent en jeu la production ou l'absorption d'un pion. Du seuil de production situé à 290 MeV jusqu'à 800 MeV d'énergie cinétique proton, le processus est largement dominé par l'excitation de la résonance Δ (1232 MeV), centrée autour de 590 MeV, puis de la résonance Roper (N^* 1440 MeV) pour des énergies plus élevées. Une bonne compréhension du système πNN est importante pour l'étude de systèmes plus complexes [12] ou des processus d'électro et photo-désintégration du deuton (voir [13] et les références mentionnées). En particulier la résonance Δ joue un rôle primordial dans la photo-désintégration du deuton au dessus du seuil de production du pion, avec des interactions dans la voie finale, qui peuvent être contrôlées dans le cadre d'une

description unifiée du système $NN - \pi NN$ [14].

Parmi les nombreuses approches théoriques, la résolution des équations de Faddeev à 3-corps appliquées au système $NN - \pi NN$ [15] permet d'étudier de manière consistante les différents processus mettant en jeu la production d'un pion telles que $NN \leftrightarrow NN$, $\pi d \leftrightarrow \pi d$ et $\pi^+ d \leftrightarrow pp$. D'autres modèles basés sur la résolution des équations couplées $NN - N\Delta$ [16] mettent en avant le rôle dominant de la résonance Δ à ces énergies. Des approches relativistes [17] du processus $\pi^+ d \leftrightarrow pp$ ont également été testées pour des énergies cinétiques du proton incident inférieures à 800 MeV, mais également à plus haute énergie, c'est-à-dire au delà de 1300 MeV.

Les analyses en déphasage constituent une approche alternative, basée sur les développements en ondes partielles où les amplitudes sont définies par le spin et le moment angulaire de la paire proton-proton (en notation spectroscopique $^{2S+1}L_J$). Des analyses globales portant sur l'ensemble des données existantes ont permis d'extraire les 15 premières amplitudes partielles (correspondant à des valeurs du moment cinétique total $J < 6$) dans un large domaine en énergie, c'est-à-dire du seuil jusqu'à 1380 MeV proton. Il apparaît une prédominance des amplitudes 1D_2 et 3F_3 correspondant à l'excitation de la résonance Δ . Dans ce contexte, l'intérêt des observables de polarisation réside dans le fait qu'elles font intervenir des termes d'interférence entre plusieurs ondes partielles, ce qui permet d'accéder à des amplitudes de plus faible importance (la section efficace faisant intervenir uniquement la somme des carrés des amplitudes). Dans la suite nous comparerons nos données à deux analyses en déphasage réalisées par le groupe *SAID* [18] (solutions SP96 et C500). La solution C500 est plus sophistiquée dans la mesure où elle prend en compte explicitement la dépendance en énergie des ondes partielles dans leur formulation et surtout elle introduit explicitement des contraintes relatives aux processus $NN \leftrightarrow NN$ et $\pi d \leftrightarrow \pi d$.

La première motivation de cette expérience était d'apporter des contraintes supplémentaires aux analyses en déphasage dans une région en énergie située entre 800 et 1300 MeV, au delà de la région d'excitation de la Δ , où le nombre d'observables mesurées reste encore limité. L'utilisation d'un faisceau de protons polarisés, couplée à la mesure de la polarisation tensorielle du deuton produit dans la réaction, nous a permis d'accéder à 6 nouvelles observables de spin que sont les pouvoirs polarisants t_{20}^{00} , t_{21}^{00} , t_{22}^{00} et les coefficients de transfert de spin vecteur-tenseur t_{20}^{11} , t_{21}^{11} , t_{22}^{11} pour deux angles dans le centre de masse proches de 130 et 150° entre 800 et 1300 MeV. Le dispositif nous a également permis d'extraire le pouvoir d'analyse vectoriel A_{y0} pour cette même cinématique. Afin de tester la procédure d'analyse, ces mêmes observables ont été mesurées à 580 MeV et ont pu être comparées aux données existantes. Notons que les obser-

vables de spin peuvent être extraites en cinématique inverse dans des conditions expérimentales très différentes.

Le deuxième objectif était lié à la recherche de structures souvent suggérées dans les processus de diffusion nucléon-nucléon. Pour la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$, certains auteurs ont mis en évidence des structures dans les rapports de sections efficaces [19] et dans le pouvoir polarisant vectoriel it_{11} [20] vers 1200 MeV d'énergie proton, correspondant à une énergie disponible dans le système du centre de masse $\sqrt{s} \simeq 2.4 \text{ GeV}^1$. Leur interprétation reste délicate car elles peuvent provenir d'interférences entre plusieurs ondes partielles, de l'excitation du système $N\Delta$ [21] ou de structures plus exotiques (6 quarks) [22]. Dans ce dernier cas les modèles prédisent des largeurs de structures à observer beaucoup plus étroites. Cette étude repose sur la mesure de la dépendance en énergie du pouvoir d'analyse A_{y0} réalisée entre 1000 et 1300 MeV.

L'expérience a été réalisée auprès de l'accélérateur *SATURNE*, qui fournissait des faisceaux polarisés de haute intensité pour deux états de polarisation transverse. Les protons étaient envoyés sur une cible d'hydrogène liquide de 11 cm de longueur. Un scintillateur placé proche de cette cible primaire était utilisé pour contrôler l'intensité du faisceau et le temps mort de l'acquisition pour les mesures de pouvoir d'analyse A_{y0} . Les deutons produits lors de la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ étaient sélectionnés en impulsion (et donc en angle) par le spectromètre dispersif *SPES1* (12.73 cm/%), dont le champ magnétique est vertical. A la sortie du spectromètre les deutons atteignaient la cible du polarimètre *POLDER* après avoir traversé les deux chambres à fils et les scintillateurs de faisceau. En dehors du fonctionnement du polarimètre décrit dans la section 1.2.2, la mesure des pouvoirs d'analyse ne nécessitait que les taux de comptage en deutons enregistrés dans les deux scintillateurs situés en amont de la cible de deutérium. Les conditions expérimentales ont été très variables, notamment en ce qui concerne l'énergie et l'intensité du faisceau de deutons sur le polarimètre et les conditions de bruit de fond dans le hall.

1.4.2 Mesure du pouvoir d'analyse A_{y0}

La mesure du pouvoir d'analyse a été possible grâce à l'utilisation du faisceau de protons polarisés ($S = \frac{1}{2}$) avec un axe de symétrie perpendiculaire au plan de la réaction (c'est-à-dire

1. $s = (P_{p1} - P_{p2})^2$ où P_{p1} et P_{p2} sont les quadri-impulsions du proton du faisceau et du proton cible

vertical). Le pouvoir d'analyse A_{y0} ² est déduit de l'asymétrie,

$$A_{y0} = \frac{1}{P_y} \left(\frac{N^d(\uparrow) - N^d(\downarrow)}{N^d(\uparrow) + N^d(\downarrow)} \right), \quad (1.26)$$

où $N^d(\uparrow)$ and $N^d(\downarrow)$ correspondent au nombre de deutons détectés dans le plan focal du spectromètre *SPES1* pour les états de polarisation *haut* et *bas* du proton incident avec une polarisation absolue P_y . Les résultats, qui ont été obtenus à 580 MeV entre 70 et 140° puis à 130 et 150° entre 800 et 1300 MeV [3, 5], sont en très bon accord avec les analyses en déphasage existantes [18].

La figure 1.6 montre les mesures du pouvoir d'analyse A_{y0} réalisées entre 1000 et 1300 MeV par pas de 50 MeV pour une valeur de la variable de Mandelstam $u_d \simeq -0.17 \text{ GeV}^3$. Cette valeur correspond à des angles proches de 90° dans le système du centre de masse où un certain nombre d'amplitudes partielles s'annulent. Pour cette mesure l'objectif était de rechercher la présence de structures de faible largeur. Les données obtenues, qui sont en bon accord avec les mesures antérieures, sont compatibles avec la présence d'une structure de faible amplitude centrée autour de $\sqrt{s} \simeq 2.38 \text{ GeV}$ et d'une largeur totale à mi-hauteur d'environ 60 MeV. Le pouvoir d'analyse vectoriel A_{y0} proche de 90° devient particulièrement sensible à l'onde partielle 1S_0 ce qui est le cas également du pouvoir polarisant vectoriel it_{11} où une structure avait précédemment été observée [20]. D'un point de vue théorique, cette structure pourrait être liée à l'excitation $N\Delta$ dans un moment orbital $L = 2$, prédite par l'auteur de la référence [21] vers $\sqrt{s} \simeq 2.39 \text{ GeV}$ dans les voies 1S_0 et 1G_4 . Cependant aucune comparaison quantitative n'a été réalisée à ce jour.

1.4.3 Mesure des observables liées à la polarisation du deuton

D'une manière générale, la polarisation des particules sortantes est reliée à la polarisation des particules entrantes en faisant intervenir la matrice de diffusion par l'intermédiaire de la relation 1.9. Dans le cas de la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$, où seul le faisceau de protons est polarisé perpendiculairement au plan de réaction, les composantes tensorielles t_{20}^d , t_{21}^d et t_{22}^d de la polarisation du deuton de recul s'expriment à l'aide des relations,

$$\begin{aligned} t_{20}^d(\alpha_p) &= t_{20}^{00} + 2 t_{11}^p t_{20}^{11} \\ t_{21}^d(\alpha_p) &= t_{21}^{00} + t_{11}^p (t_{21}^{11} - t_{2-1}^{11}) \end{aligned} \quad (1.27)$$

2. A_{y0} , qui est exprimé sur une base de tenseurs cartésiens, est directement relié au pouvoir d'analyse T_{11} .

3. $u_d = (P_p - P_d)^2$ où P_p et P_d sont les quadri-impulsions du proton cible et du deuton de recul

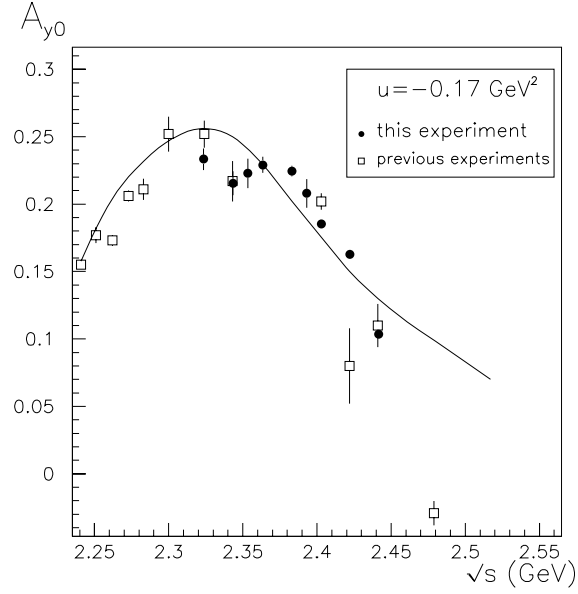


FIG. 1.6 – Dépendance en énergie du pouvoir d'analyse A_{y0} pour $u = -0.17 \text{ GeV}^2$ fixée. La courbe correspond aux prédictions de l'analyse en déphasage réalisée par le groupe SAID (solution SP96).

$$t_{22}^d(\alpha_p) = t_{22}^{00} + t_{11}^p(t_{22}^{11} + t_{2-2}^{11}),$$

où $it_{11}^p(\alpha_p) = \pm \frac{P_y}{\sqrt{2}}$ est la polarisation vectorielle du proton incident pour les deux états de polarisation *haut* et *bas* du proton incident. Les relations font intervenir les pouvoirs polarisants t_{20}^{00} , t_{21}^{00} et t_{22}^{00} , qui correspondent à la polarisation du deuton dans le cas où le faisceau de protons n'est pas polarisé, ainsi que les coefficients de transfert vecteur-tenseur de spin t_{20}^{11} , t_{21}^{11} et t_{22}^{11} , qui sont liés à l'influence de la polarisation du proton incident sur la polarisation du deuton de recul.

La polarisation du deuton de recul est mesurée à l'aide du polarimètre *POLDER* et dépend du repère d'hélicité utilisé (l'axe Oz est lié à la direction de l'impulsion du deuton). Afin de faciliter la comparaison entre les différentes mesures expérimentales (par exemple en réaction inverse) et les analyses en déphasage ou les modèles théoriques, il est judicieux d'exprimer les observables de polarisation dans le système du centre de masse de la réaction primaire. Du fait de l'utilisation de tenseurs irréductibles, le passage du référentiel lié au polarimètre à celui du centre de masse est obtenu par une rotation $\omega + \eta$ autour de l'axe vertical Oy, où $\omega \simeq \theta_{CM} - \theta_{Lab}$ est lié au passage du système du laboratoire au système du centre de masse et η prend en compte la précession du spin dans le spectromètre *SPES1*. Soulignons que cette transformation est rendue possible grâce à la mesure des trois composantes tensorielles de la

polarisation du deuton.

L'extraction des observables de polarisation a nécessité un contrôle et une compréhension fine des différentes erreurs statistiques et systématiques relatives à ces mesures [3, 5]. La polarisation des protons incidents, qui intervient dans la relation 1.27, a été mesurée tout au long de l'expérience avec une erreur d'environ 2%. Concernant la mesure de la polarisation du deuton de recul, les incertitudes statistiques sont reliées au taux de comptage en deutons et varient de manière importante en fonction de la dispersion en impulsion dans le spectromètre pour chaque cinématique. Les incertitudes systématiques incluent les erreurs sur les pouvoirs d'analyse mesurés lors de la calibration du polarimètre (environ 3 %) et les interpolations en énergie utilisées, les erreurs directement liées à l'analyse (positionnement des détecteurs etc ...) et l'erreur sur la normalisation des taux de comptage entre la calibration et la mesure de la polarisation de 0.5 % due à la mesure de la densité de la cible du polarimètre. Cette dernière affecte seulement la composante t_{20}^d qui est extraite directement à partir de la section efficace en fonction de l'angle polaire θ de la paire de protons détectés (voir figure 1.5).

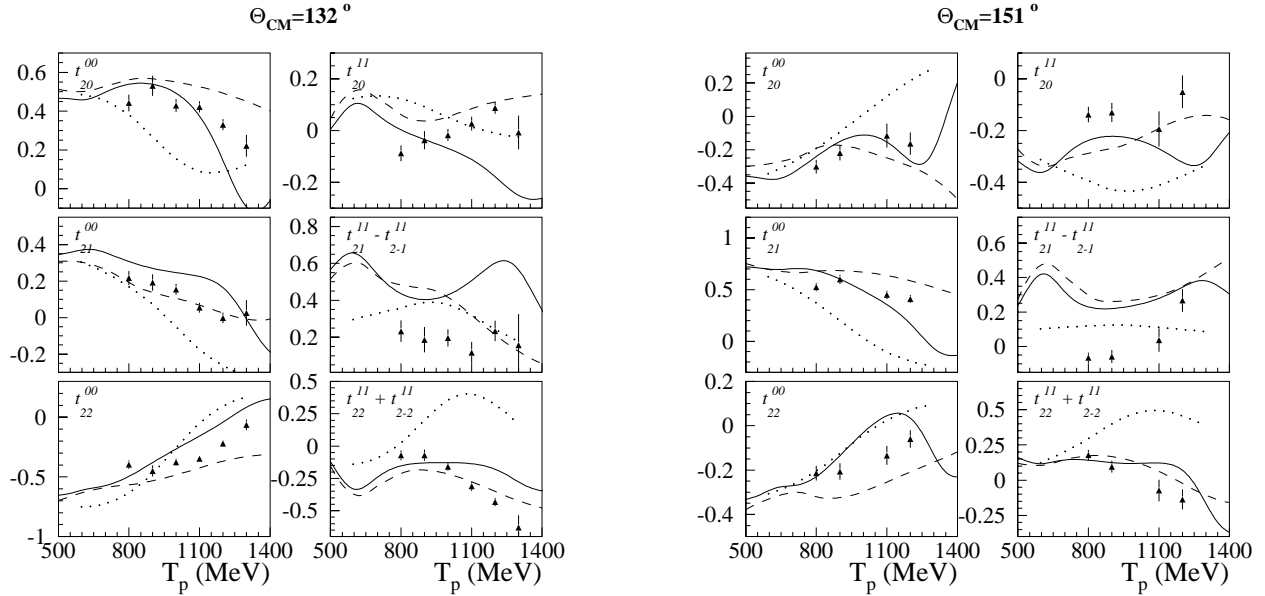


FIG. 1.7 – Résultats pour les pouvoirs polarisants et les coefficients de transfert de spin à $\theta_{CM} \simeq 132 \pm 1^\circ$ et $151.5 \pm 1^\circ$, exprimés dans le système du centre de masse. Les courbes en traits pleins et tiretés correspondent aux résultats de l'analyse en déphasage [18] (solution C500 et SP96) et la courbe en pointillés aux prédictions du modèle NN- $N\Delta$ de la référence [16]

Des mesures de la polarisation du deuton de recul ont été obtenues à 580 MeV pour des

angles de diffusion du deuteron compris entre 70 et 140° [3, 5]. Les résultats sont globalement en bon accord avec les analyses en déphasage réalisées par le groupe *SAID* pour les deux solutions *SP96* et *C500* [18].

Les résultats des mesures réalisées entre 800 et 1300 MeV pour les angles de 132 et 151.5° sont reportés sur les figures 1.7. A ces énergies on peut constater que les analyses en déphasage ont des difficultés pour reproduire les données expérimentales, notamment pour le coefficient de transfert de spin t_{21}^{11} , même si les dépendances en énergie des différentes observables sont qualitativement correctes. Il faut noter quelques désaccords importants entre les deux solutions proposées *SP96* et *C500*, ce qui s'explique par le nombre croissant d'amplitudes qui contribuent et le manque de données expérimentales. En particulier la solution *C500* prédit des structures autour de 1100 et 1300 MeV pour les observables t_{21}^{11} à 132° puis t_{20}^{00} , t_{22}^{00} et t_{20}^{11} à 151° . Cependant ces structures ne semblent pas être confirmées par les données expérimentales qui semblent plus proches des prédictions de la solution *SP96* pourtant moins élaborée. Il est tentant de faire un rapprochement avec les structures mentionnées précédemment sur le pouvoir d'analyse A_{y0} et le pouvoir polarisant vectoriel it_{11} . Cependant dans ces deux derniers cas, l'analyse en déphasage n'est pas en mesure de reproduire les structures observées.

En l'absence de conclusion claire concernant la présence de structures, il serait intéressant dans l'avenir d'inclure les nouvelles données expérimentales dans les analyses en déphasage afin d'affiner la détermination des amplitudes partielles. Par exemple certaines amplitudes comme 3P_1 and 3P_2 ont actuellement des dépendances en énergie assez fortes vers 1250 MeV dans la solution *C500*, dans une région où les contraintes étaient jusqu'à présent inexistantes.

Concernant la comparaison avec le modèle théorique basé sur les équations couplées NN-N Δ de la référence [16], l'accord est globalement satisfaisant à 580 MeV. Par contre à plus haute énergie l'accord avec les données se détériore pour la plupart des observables, ce qui est expliqué par l'absence explicite de l'excitation de la résonance $N^*(1535)$ dans ce modèle.

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent le très bon comportement du polarimètre dans des conditions de fonctionnement très variées, en terme d'intensité du faisceau secondaire, de la contamination du bruit de fond et des domaines en énergie pour le deuteron de recul. De plus ils apportent des informations nombreuses pour l'étude de la réaction $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$ avec des données de grande qualité capables d'apporter de nouvelles contraintes aux analyses en déphasage. Par contre la mesure d'observables vectorielles telles que le pouvoir d'analyse A_{y0} , le pouvoir polarisant it_{11}^{00} et le coefficient de transfert de spin it_{11}^{11} semble plus adaptée pour la

recherche de structures dans ce domaine en énergie mais requiert l'utilisation d'un polarimètre vectoriel.

Chapitre 2

Mesures des facteurs de forme

Les quarks et les gluons sont les constituants élémentaires de la matière hadronique. Ceux-ci sont porteurs d'une charge forte, dite de couleur, et interagissent entre eux par l'intermédiaire de l'interaction forte, qui est décrite par la chromodynamique quantique (QCD). Ils s'assemblent pour former des systèmes neutres de couleur : les baryons (systèmes de trois quarks) ou les mésons (systèmes quark-antiquark). Les nucléons (proton et neutron), baryons eux-mêmes, sont les constituants des noyaux atomiques. L'interaction entre les quarks possède deux régimes caractéristiques. L'un correspond à des courtes distances d'interaction (haute énergie), avec une constante de couplage faible (liberté asymptotique) rendant possible un traitement perturbatif de QCD. L'autre est lié aux grandes distances (faible énergie) avec un potentiel entre quarks qui augmente imposant le confinement des quarks dans le hadron. De plus, les gluons, médiateurs de l'interaction, peuvent créer des paires quark-antiquark (quarks de la mer) qui rend la structure hadronique encore plus complexe. La contribution des quarks de la mer mais également des gluons à la structure du nucléon constitue actuellement une des problématiques majeures de la physique hadronique.

La description des noyaux en terme de nucléons reste possible par une formulation phénoménologique de l'interaction nucléon-nucléon, qui est attractive et de courte portée. Cependant lorsqu'on étudie les noyaux dans un régime où les fonctions d'onde des nucléons se recouvrent, il devient important de prendre en compte la structure en quarks des nucléons et une description de l'interaction basée sur la QCD. L'un des enjeux actuels de la physique hadronique porte sur le régime de transition entre ces deux approches.

Dans ce cadre, l'électron constitue une sonde idéale pour l'étude de la structure des nucléons et des noyaux. En effet l'interaction de type électromagnétique entre l'électron et le noyau

perturbe peu ce dernier, et elle est bien décrite dans le cadre de l'électrodynamique quantique (QED). L'énergie de quelques GeV des électrons, fournis par l'accélérateur *CEBAF* au *Jefferson Laboratory*, est particulièrement bien adaptée pour sonder les nucléons et les noyaux avec des résolutions spatiales de quelques dixièmes de fermis, inférieures à la taille du nucléon.

Depuis 1997, nous sommes engagés sur deux programmes expérimentaux, t_{20} et G^0 , qui se déroulent auprès du *Jefferson Laboratory* et qui sont reportées dans ce chapitre. Ceux-ci portent sur la mesure des facteurs de forme du deuton et du proton, quantités reliées aux distributions de charge et de courants. Ces expériences possèdent la particularité de mesurer des observables originales, qui ne sont pas accessibles par des techniques standard de mesures de sections efficaces.

Ce chapitre se décompose en trois parties. La première partie présente le formalisme de la diffusion élastique d'électrons sur des noyaux, en particulier le proton et le deuton, comme moyen d'étude des facteurs de forme. Dans ce cadre, nous présentons le formalisme lié à la mesure de la polarisation du deuton de recul, ainsi que l'extension à l'interaction électro-faible dans le cas du nucléon. La seconde partie porte sur la mesure de la polarisation t_{20} du deuton de recul dans la diffusion élastique électron-deuton pour de grands transferts d'impulsion. Cette expérience reposait sur l'utilisation du polarimètre *POLDER*, qui a été décrit dans le chapitre 1. Le troisième chapitre est consacré à l'expérience G^0 , qui se propose de mesurer les asymétries de violation de parité dans la diffusion élastique d'électrons polarisés sur le proton et dans la diffusion quasi-élastique sur le deuton. Elle doit permettre d'extraire la contribution des quarks étranges de la mer aux distributions de charge et de courants du nucléon.

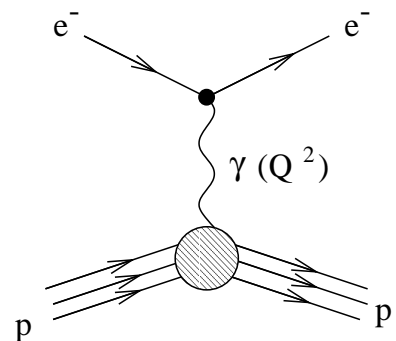
2.1 Diffusion élastique électron-noyau

2.1.1 La sonde électromagnétique

Dans la diffusion d'un électron sur un noyau, l'interaction de type électromagnétique s'effectue par échange d'un photon virtuel de quadrimoment $q_\mu = (\vec{q}, \nu)$ qui s'exprime :

$$\begin{aligned} \nu &= E_e - E'_e \\ -Q^2 &= \nu^2 - \vec{q}^2 = -4E_e E'_e \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) < 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

où l'électron d'énergie E_e est diffusé à un angle θ_e avec



une énergie E'_e . Le moment \vec{q} est relié aux distances caractéristiques sondées dans le noyau diffuseur, avec $|\vec{q}| \sim 1/r$. Ainsi plus le moment transféré est important, plus l'objet diffuseur est sondé à des courtes distances. Typiquement pour des moments transférés de l'ordre du (GeV/c), le pouvoir de résolution est bien meilleur que le Fermi, et donc que la taille du nucléon libre.

Le calcul de l'amplitude de diffusion \mathcal{M}_γ fait intervenir les courants leptonique $l_\mu = \langle e' | \gamma_\mu | e \rangle$ et hadronique $h_\nu = \langle P' | \hat{\mathcal{J}}_\nu^{(\gamma,p)} | P \rangle$, qui vérifient la conservation des courants ($\partial_\mu \cdot l^\mu = \partial_\mu \cdot h^\mu = 0$). Son expression,

$$\mathcal{M}_\gamma = (ie)^2 \langle e' | \gamma_\mu | e \rangle \left(\frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2} \right) \langle P' | \hat{\mathcal{J}}_\nu^{(\gamma,p)} | P \rangle \quad (2.2)$$

fait apparaître la polarisation $\epsilon_\mu = \frac{1}{Q^2} \langle e' | \gamma_\mu | e \rangle$ du photon virtuel, qui peut se décomposer sur les 3 états d'hélicité $(+1, 0, -1)$ relatives aux vecteurs unitaires $\vec{e}_{\pm 1} = \mp \frac{1}{2} (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y)$ et $\vec{e}_z = \vec{q}/q$, \vec{q} étant liée à la direction du photon virtuel. On peut définir le taux de polarisation linéaire du photon virtuel dans le plan transverse, qui s'écrit dans le cadre de la diffusion élastique :

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta_e}{2}} \quad (2.3)$$

en introduisant $\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$. Le taux de polarisation linéaire varie entre 0 et 1 en fonction des conditions cinématiques (Q^2 et θ_e) de la diffusion.

La section efficace de diffusion électron-noyau s'écrit [25] :

$$d\sigma \sim |\mathcal{M}_\gamma|^2 = \frac{1}{Q^4} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}$$

avec

$$L_{\mu\nu} = \sum_{S_{leptons}} l_\mu l_\nu^* \quad \text{et} \quad H^{\mu\nu} = \sum_{S_{hadrons}} h^\mu h^{\nu*} \quad (2.4)$$

où les tenseurs leptonique $L_{\mu\nu}$ et hadronique $H_{\mu\nu}$ sont obtenus en contractant les courants et en les sommant sur les états de spin finaux et initiaux de la diffusion. L'électron étant ponctuel, le tenseur leptonique $L_{\mu\nu} \propto \epsilon_\mu \epsilon_\nu$, qui peut se décomposer suivant les états de polarisation du photon virtuel, est calculable à l'aide de l'électrodynamique quantique (QED).

Lorsque le noyau diffuseur est sans structure, le tenseur hadronique peut être calculé exactement, ce qui conduit à la section efficace de Mott qui décrit la diffusion des électrons de spin 1/2 sur un noyau ponctuel sans spin de charge Z :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right)}{4E_e^2 \sin^4 \left(\frac{\theta_e}{2} \right)} f_{rec}^{-1} \quad (2.5)$$

avec α la constante de structure fine et f_{rec} un terme de recul associé à la masse finie de la cible :

$$f_{rec} = 1 + \frac{2E_e}{M_d} \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \quad (2.6)$$

Dans le cas d'un noyau avec une structure électromagnétique étendue, le tenseur hadronique h_ν se développe en une somme de fonctions scalaires de Lorentz [26], liées aux distributions de charge et de courants dans le noyau. La section efficace de diffusion électron-noyau peut s'exprimer à l'aide de fonctions de réponse F_L et F_T , correspondant à l'absorption de photons de polarisations longitudinale (L) et transverse (T). Dans le cas de la diffusion élastique, où toute l'énergie est transférée au noyau sous forme d'énergie cinétique ($\nu = T = \frac{Q^2}{2M}$), l'expression de la section efficace s'écrit [25] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega_{Mott}} \left[\frac{1}{(1+\tau)^2} F_L^2(Q^2) + \left(\frac{1}{2(1+\tau)} + \tan^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) \right) F_T^2(Q^2) \right] \quad (2.7)$$

Intéressons-nous maintenant à l'expression des fonctions de réponse. Considérons les opérateurs densité de charge $\hat{\rho}(\vec{q})$ et les trois composantes du vecteur courant $\vec{j}(\vec{q})$ suivant la base lié au photon virtuel ($\lambda = 0, \pm 1$). Ceux-ci peuvent se décomposer suivant un développement multipolaire [25]:

$$\begin{aligned} \hat{\rho}(\vec{q}) &= \sqrt{4\pi} \sum_{J \geq 0} \sqrt{2J+1} i^J \hat{M}_{J0}(q) \\ \hat{j}_0(\vec{q}) &= -\sqrt{2\pi} \sum_{J \geq 0} \sqrt{2J+1} i^J \hat{L}_{J0}(q) \\ \hat{j}_{\pm 1}(\vec{q}) &= -\sqrt{4\pi} \sum_{J \geq 1} \sqrt{2J+1} i^J \left[-\hat{T}_{J\pm 1}^{el}(q) \pm \hat{T}_{J\pm 1}^{mag}(q) \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

L'élément de matrice longitudinal $\hat{L}_{J0}(q)$ s'élimine en faveur du terme coulombien $\hat{M}_{J0}(q)$ à l'aide de l'équation de continuité $\vec{j}(q) \cdot \vec{e}_z = \frac{\nu}{q} \rho(q)$. Pour des états de moments angulaires définis initial (J_i) et final (J_f), les fonctions de réponse longitudinale et transverse s'expriment comme :

$$\begin{aligned} F_L^2 &= \frac{1}{2J_i+1} \sum_{J=|J_i-J_f|}^{J_i+J_f} \left[|\langle J_f | \hat{M}_J(q) | J_i \rangle|^2 \right] \\ F_T^2 &= \frac{1}{2J_i+1} \sum_{J=|J_i-J_f|}^{J_i+J_f} \left[|\langle J_f | \hat{T}_J^{el}(q) | J_i \rangle|^2 + |\langle J_f | \hat{T}_J^{mag}(q) | J_i \rangle|^2 \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

Dans le cas d'une diffusion élastique ($J_i = J_f$), l'invariance par renversement du temps et la conservation de la parité dans l'interaction électromagnétique entraînent l'élimination des

termes électriques et le fait que seuls les multipôles coulombiens (charge) pairs et magnétiques impairs avec $0 \leq J \leq 2J_i$ sont permis. Les fonctions de structure longitudinale et transverse dépendent donc des facteurs de forme qui caractérisent entièrement la structure électromagnétique du noyau sondé en diffusion d'électrons et qui ne dépendent que de l'impulsion Q^2 .

Pour la diffusion d'un électron sur un proton (spin $S = \frac{1}{2}$), deux multipôles décrivent sa structure électromagnétique ; un coulombien G_E ($J=0$) et un magnétique G_M ($J=1$). Les fonctions de réponse longitudinale et transverse s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} F_L^2 &= \frac{1}{4\pi} (1 + \tau) G_E^2 \\ F_T^2 &= \frac{1}{4\pi} 2\tau G_M^2 \end{aligned} \quad (2.10)$$

où $G_E(Q)$ et $G_M(Q)$ sont les facteurs de forme coulombien (appelé par abus de langage électrique) et magnétique du proton, qui peuvent être interprétés comme étant les transformées de Fourier des densités de charge et de courants à l'intérieur du proton. Leur normalisation à $Q^2 = 0$ est reliée aux propriétés statiques du nucléon avec $G_E(0) = 1$ et $G_M(0) = \mu_p = 2.793 \mu_N$.

En utilisant la relation 2.8, on obtient l'expression de la section efficace élastique :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{Mott}} \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{(1 + \tau)} + 2\tau \tan^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right) G_M^2(Q^2) \right] \quad (2.11)$$

Expérimentalement, une séparation, dite de Rosenbluth, des deux facteurs de forme est possible en faisant varier l'énergie de l'électron incident E_e et donc l'angle θ_e pour une valeur de Q^2 fixé (τ fixé).

Pour la diffusion élastique électron sur deuton, avec $J_i = J_f = 1$, sa structure électromagnétique est décrite par trois multipôles ; deux coulombiens (de charge) monopolaire G_C ($J=0$) et quadrupolaire G_Q ($J=2$) et un magnétique G_M ($J=1$). Les fonctions de réponse longitudinale et transverse s'écrivent :

$$\begin{aligned} F_L^2 &= \frac{1}{4\pi} \left[(1 + \tau) G_C^2 + \frac{8}{3} \tau^2 (1 + \tau)^2 G_Q^2 \right] \\ F_T^2 &= \frac{1}{4\pi} \frac{4}{3} \tau (1 + \tau) G_M^2 \end{aligned} \quad (2.12)$$

La section efficace associée à la diffusion élastique électron-deuton peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left(A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) \quad (2.13)$$

où $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ sont des fonctions de structure élastiques qui s'expriment comme des combinaisons des facteurs de forme :

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{8}{9} \tau^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{2}{3} \tau G_M^2(Q^2) \quad (2.14)$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3} \tau(1 + \tau) G_M^2(Q^2) \quad (2.15)$$

Dans le cas de la diffusion élastique électron-deuton, il n'est plus possible d'extraire par une séparation de Rosenbluth indépendamment les trois facteurs de forme G_C , G_Q et G_M . Si $G_M(Q^2)$ est directement relié à $B(Q^2)$, il apparaît que pour séparer les contributions relatives de $G_C(Q^2)$ et $G_Q(Q^2)$ dans $A(Q^2)$, une nouvelle observable doit être mesurée en plus des sections efficaces non polarisées. Dans ce cas on fait appel à la polarisation du deuton de recul dans la diffusion d'électrons sur une cible de deutons non polarisés. On peut accéder à la même observable par une mesure de la section efficace d'électrons avec une cible de deutons polarisés. Dans le cas où les observables tensorielles de polarisation du deuton sont mesurées, trois nouvelles combinaisons sont accessibles :

$$t_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2}S} \left[\frac{8}{3} \eta G_C G_Q + \frac{8}{9} \eta^2 G_Q^2 + \frac{1}{3} \eta \left(1 + 2(1 + \eta) \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right) G_M^2 \right] \quad (2.16)$$

$$t_{21} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\eta}{S} \left[\eta + \eta^2 \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right]^{1/2} G_M G_Q \sin \frac{\theta_e}{2} \quad (2.17)$$

$$t_{22} = -\frac{\eta}{2\sqrt{3}S} G_M^2 \quad (2.18)$$

$$\text{avec } S = A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta_e}{2}$$

Parmi ces trois observables, l'observable t_{20} , qui est fonction du produit $G_C G_Q$, offre la meilleure sensibilité pour bien isoler la contribution du facteur de forme de charge G_C dans $A(Q^2)$. La mesure de ces observables de polarisation a été réalisée dans l'expérience t_{20} qui est décrite dans la section 2.2

2.1.2 La sonde électro-faible

L'électron peut également interagir avec le noyau par interaction faible en échangeant un Z^0 . La diffusion élastique électron-proton est alors décrite par la somme cohérente des amplitudes \mathcal{M}_γ et \mathcal{M}_Z ce qui conduit à l'expression de la section efficace :

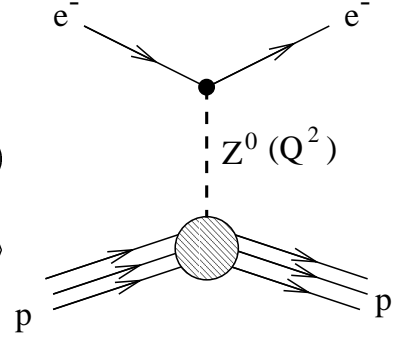
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2 \quad (2.19)$$

Les amplitudes \mathcal{M}_γ et \mathcal{M}_Z sont données par les expressions :

$$\mathcal{M}_\gamma = (ie)^2 \langle e' | \gamma_\mu | e \rangle \left(\frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2} \right) \langle P' | \hat{\mathcal{J}}_\nu^{(\gamma,p)} | P \rangle \quad (2.20)$$

$$\mathcal{M}_Z = \left(\frac{ig}{\cos\theta_W} \right)^2 \langle e' | \gamma^\mu (C_V^e - \gamma^5 C_A^e) | e \rangle \left(\frac{ig^{\mu\nu}}{M_Z^2} \right) \langle P' | \hat{\mathcal{J}}_\nu^{(Z,p)} | P \rangle$$

où apparaissent les couplages vectoriel C_V^e et vecteur-axial C_A^e de l'électron (voir tableau 2.1).



Fermions			Q_f	T_3^f	C_A^f	C_V^f
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$	0	$\frac{1}{2}$	-1	1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	-1	$-\frac{1}{2}$	1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$
			$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	-1	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$
			$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	1	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$

TAB. 2.1 – Charge électrique, troisième composante de l'isospin faible et couplages vectoriel $C_V^f = 2T_3^f - 4Q_f \sin^2 \theta_W$ (θ_W est l'angle de Weinberg) et vecteur-axial $C_A^f = -2T_3^f$ des différents fermions [27].

Pour des quadrimoments transférés Q^2 de l'ordre du GeV, l'amplitude \mathcal{M}_Z est 10^5 fois plus petite que \mathcal{M}_γ , ce qui rend difficile l'extraction de \mathcal{M}_Z par des mesures de sections efficaces d'une précision de quelques %.

Cependant puisque que l'interaction faible ne conserve pas la parité (contrairement à l'interaction électromagnétique), l'amplitude \mathcal{M}_Z est accessible par la mesure d'une asymétrie dans les sections efficaces associées à la diffusion d'électrons de polarisation longitudinale (avec une hélicité positive ou négative) :

$$A_{PV} = \frac{|\mathcal{M}^+|^2 - |\mathcal{M}^-|^2}{|\mathcal{M}^+|^2 + |\mathcal{M}^-|^2} \simeq \frac{\text{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \quad (2.21)$$

En remplaçant les amplitudes \mathcal{M}_γ et \mathcal{M}_Z dans l'équation 2.21 par leurs expressions 2.20, il vient que l'asymétrie de violation de parité est donnée par [27] :

$$A_{PV} = - \left(\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \right) \frac{W^{(PV)}(Q)}{F^2(Q)} \quad (2.22)$$

où $F^2(Q)$ correspond au terme de structure entre parenthèses dans l'équation 2.11 et le numérateur à l'interférence des processus d'échange d'un photon et d'un Z^0 , qui s'écrit :

$$W^{(PV)} = \frac{1}{(1+\tau)^2} W_{AV}^L(Q^2) + \left[\frac{1}{2(1+\tau)} + \tan^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right) \right] W_{AV}^T(Q^2) + \sqrt{\frac{1}{2(1+\tau)} + \tan^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)} \tan\left(\frac{\theta_e}{2}\right) W_{VA}^{T'}(Q^2) \quad (2.23)$$

Les fonctions de structure W_{AV}^L , W_{AV}^T et $W_{VA}^{T'}$ peuvent être exprimées suivant un développement multipolaire de manière équivalente à F_L et F_T (voir relation 2.9) :

$$\begin{aligned} W_{AV}^L &= -C_A^e \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{J=0}^{\infty} \langle J_f | \hat{M}_J^\gamma(q) | J_i \rangle \langle J_f | \hat{M}_J^{Z_0}(q) | J_i \rangle \\ W_{AV}^T &= -C_A^e \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{J=1}^{\infty} \left[\langle J_f | \hat{T}_J^{el,\gamma}(q) | J_i \rangle \langle J_f | \hat{T}_J^{el,Z_0}(q) | J_i \rangle + \langle J_f | \hat{T}_J^{mag,\gamma}(q) | J_i \rangle \langle J_f | \hat{T}_J^{mag,Z_0}(q) | J_i \rangle \right] \\ W_{VA}^{T'} &= -C_V^e \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{J=1}^{\infty} \left[\langle J_f | \hat{T}_J^{el,\gamma}(q) | J_i \rangle \langle J_f | \hat{T}_{J,\gamma_5}^{el,Z_0}(q) | J_i \rangle + \langle J_f | \hat{T}_J^{mag,\gamma}(q) | J_i \rangle \langle J_f | \hat{T}_{J,\gamma_5}^{mag,Z_0}(q) | J_i \rangle \right] \end{aligned} \quad (2.24)$$

L'interaction faible fait apparaître au niveau du proton un courant vecteur ($\langle N | \gamma^\mu | N \rangle$) avec des termes coulombien, électrique et magnétique notés $\hat{T}_J^{Z_0}$ et un courant axial-vecteur ($\langle N | \gamma^\mu \gamma_5 | N \rangle$) avec des termes électrique et magnétique notés $\hat{T}_{J,\gamma_5}^{Z_0}$.

Pour la diffusion élastique électron-proton, en plus des facteurs de forme électromagnétique seuls deux facteurs de forme faibles vectoriels électrique (de charge) $G_E^{(Z,p)}$, magnétique (de courants) $G_M^{(Z,p)}$ et un axial G_A^{ep} doivent être introduits dans l'expression de l'asymétrie de violation de parité, qui devient :

$$A_{PV} = - \left(\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \right) \frac{\epsilon G_E^{(\gamma,p)} G_E^{(Z,p)} + \tau G_M^{(\gamma,p)} G_M^{(Z,p)} - (1 - 4\sin^2\theta_W)\epsilon' G_M^{(\gamma,p)} G_A^{ep}}{\epsilon \left(G_E^{(\gamma,p)} \right)^2 + \tau \left(G_M^{(\gamma,p)} \right)^2} \quad (2.25)$$

où τ , ϵ ont été définis précédemment et $\epsilon' = \sqrt{\tau(1+\tau)(1-\epsilon^2)}$.

La détermination des trois facteurs de forme $G_E^{(Z,p)}$, $G_M^{(Z,p)}$ et G_A^{ep} nécessite trois mesures d'asymétries indépendantes. Elles constituent le principal objectif de l'expérience G^0 que nous décrirons dans la section 2.3.

2.2 Expérience t_{20}

2.2.1 Motivations physiques

Le deuton est un objet d'étude privilégié de l'interaction entre deux nucléons. Il représente le seul état lié nucléon-nucléon, avec une faible énergie de liaison de 2.2 MeV et un rayon moyen assez grand. Le deuton possède un moment angulaire total $J = 1$ avec un moment magnétique $\mu_d = 0.857 \mu_N$ ($\simeq \mu_p + \mu_n$) qui correspond à des spins des nucléons parallèles ($S=1$). La mesure d'un moment quadrupolaire $Q_d = 0.29 fm^2$ indique la présence d'environ 4 % d'une onde D ($L=2$) en plus de l'onde S ($L=0$). Cette découverte a mis en évidence le caractère non central de l'interaction nucléon-nucléon.

L'objectif de l'expérience t_{20} était d'étendre les mesures des facteurs de forme de charge et quadrupolaire aux plus grands quadrimoments transférés Q^2 afin d'être sensible aux courtes distances d'interaction entre le proton et le neutron. Pour des distances inférieures au fermi, la fonction d'onde S du deuton est particulièrement sensible au caractère répulsif de l'interaction nucléon-nucléon à courte portée. C'est également dans cette région que l'onde D est la plus localisée. Pour des Q^2 situés au delà de 1 $(GeV/c)^2$, les distances sont telles que le recouvrement des fonctions d'onde de chacun des nucléons est important. A cette échelle où les degrés de liberté des quarks peuvent jouer un rôle important, la QCD perturbative (pQCD) permet de prédire le comportement asymptotique de la fonction de structure $A(Q)$ et de la polarisation t_{20} à très grands Q^2 , mais son domaine de validité est actuellement inconnu.

Etant donnée la simplicité du système nucléaire que représente le deuton, un grand nombre de prédictions théoriques sont disponibles. La référence [28] représente la revue la plus récente dans ce domaine. Pour les Q^2 petits et moyens, les approximations en impulsion non relativistes (NRIA, [29]) ont permis de sélectionner les potentiels les plus fiables pour l'interaction nucléon-nucléon. Pour des Q^2 supérieurs à 0.5 $(GeV/c)^2$, il devient important de prendre en compte les courants d'échange qui représentent le couplage du photon virtuel avec un méson échangé (π , ρ , σ et ω). De plus des excitations isobariques du nucléon (N^* ou Δ) peuvent intervenir dans les états intermédiaires. Les effets relativistes doivent également être pris en compte lorsque les nucléons possèdent des impulsions relatives assez grandes.

Pour obtenir des prédictions pour des grandes valeurs de Q^2 , des modèles complètement relativistes ont également été développés, basés soit sur la résolution de l'équation de Bethe-Salpeter (CIA, [30]) soit sur le formalisme du cône de lumière (LFD, [31]). Leur domaine de validité est en principe grand mais leur précision peut être limitée par le choix de l'interaction

nucléon-nucléon. Une autre approche est basée sur des modèles hybrides (QHM,[32]) qui traitent les degrés de liberté des nucléons et des quarks suivant la distance relative entre les deux nucléons. La pQCD permet également de prédire le comportement à grands Q^2 des différentes observables [33, 34].

Devant le nombre important de prédictions théoriques, il était nécessaire avec la mise en œuvre des faisceaux d'électrons de forte luminosité disponibles au *Jefferson Laboratory* de mesurer les trois facteurs de forme G_C , G_Q et G_M du deuton pour le plus grand domaine en Q^2 possible, ce qui a été fait entre 0.6 et 1.5 $(GeV/c)^2$ pour notre expérience t_{20} .

2.2.2 Dispositif expérimental

L'expérience t_{20} , qui est représentée sur la figure 2.1, s'est déroulée dans le Hall C du *Jefferson Laboratory* (Virginie - USA). La diffusion élastique électron-deuton se produit dans une cible primaire. L'électron diffusé est détecté à l'aide du spectromètre *HMS* (High Momentum Spectrometer) tandis que la polarisation du deuton est mesurée à l'aide d'une réaction secondaire dans le polarimètre *POLDER*.

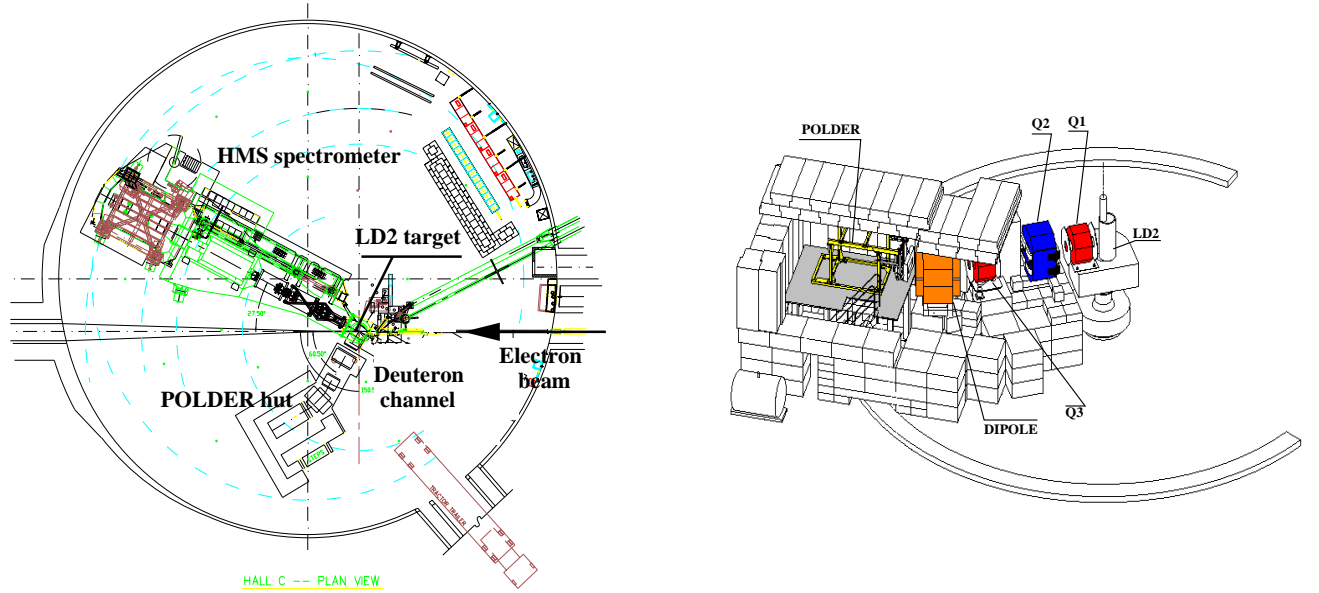


FIG. 2.1 – Dispositif expérimental de l'expérience t_{20} dans le hall C de Jefferson Laboratory sur la figure de gauche et schéma du canal deuton sur la figure de droite.

Le faisceau d'électrons d'une intensité de 110 μA est envoyé sur une cible de deutérium liquide (LD_2) de 12 cm de long permettant d'atteindre des luminosités de $4 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

L'électron diffusé est détecté dans le spectromètre HMS dans un angle solide d'environ 7 msr. La reconstruction des trajectoires est utilisée pour déterminer la cinématique (angle, impulsion) au niveau du vertex de l'interaction. Les événements issus de la diffusion élastique sont sélectionnés à l'aide de la masse invariante reconstruite à l'aide du spectromètre HMS, de la perte d'énergie des deutons mesurée dans un scintillateur plastique mince au niveau du polarimètre et de la différence de temps d'arrivée entre l'électron et le deuton. Ceci permet de réduire la contribution du bruit de fond (protons issus du break-up du deuton et coïncidences accidentelles) à moins de 1 %.

Les deutons sont focalisés sur la cible du polarimètre *POLDER* à l'aide d'un canal magnétique, construit spécialement pour cette expérience et composé de trois quadrupôles et d'un dipôle (voir figure 2.1). Ces caractéristiques ont été étudiées afin d'optimiser le recouvrement d'acceptance avec le spectromètre à électrons (entre 50 et 80 %) tout en supprimant la vue directe de la cible primaire. Puisque le canal magnétique est positionné à angle fixe, les six valeurs de Q^2 ont été obtenues en changeant l'énergie du faisceau incident entre 1.4 et 4 GeV et l'angle de détection de l'électron diffusé.

Les composantes tensorielles t_{2q} de la polarisation du deuton de recul sont mesurées à l'aide du polarimètre *POLDER*, qui a été décrit dans la section 1.2.2. Son efficacité de détection s'écrit :

$$\begin{aligned} \epsilon_{pol}(\theta, \phi) = \epsilon_0(\theta) & \left(1 + t_{20}^d T_{20}(\theta) + 2 \sin(\phi) i t_{11}^d i T_{11}(\theta) \right. \\ & \left. + 2 \cos(\phi) t_{21}^d T_{21}(\theta) + 2 \cos(2\phi) t_{22}^d T_{22}(\theta) \right) \end{aligned} \quad (2.26)$$

où T_{kq} sont les pouvoirs d'analyse de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$. Les angles θ et ϕ représentent les angles polaire et azymutal associés à la direction de la paire des deux protons relativement à la direction du deuton incident. Une mesure absolue de l'efficacité permet d'extraire la composante t_{20} tandis que la distribution en ϕ permet d'extraire les deux autres composantes t_{21} et t_{22} .

Le nombre et la direction des deutons incidents sur la cible d'hydrogène liquide de 20 cm de long sont mesurés à l'aide de deux scintillateurs plastiques minces et de deux chambres à fils. Les deux protons issus de la réaction $^1\text{H}(\vec{d}, 2\text{p})\text{n}$ sont émis vers l'avant et sont détectés dans deux hodoscopes, chacun composé de deux plans de scintillateurs plastiques. Ils permettent d'obtenir une efficacité de détection à la fois importante et stable vis-à-vis des conditions expérimentales et de reconstruire les informations angulaires θ et ϕ .

2.2.3 Résultats

Les prises de données, qui ont duré plus de quatre mois, ont permis de réaliser des mesures de la fonction de structure $A(Q)$ et de la polarisation tensorielle pour des valeurs de Q^2 entre 0.65 et 1.7 $(GeV/c)^2$.

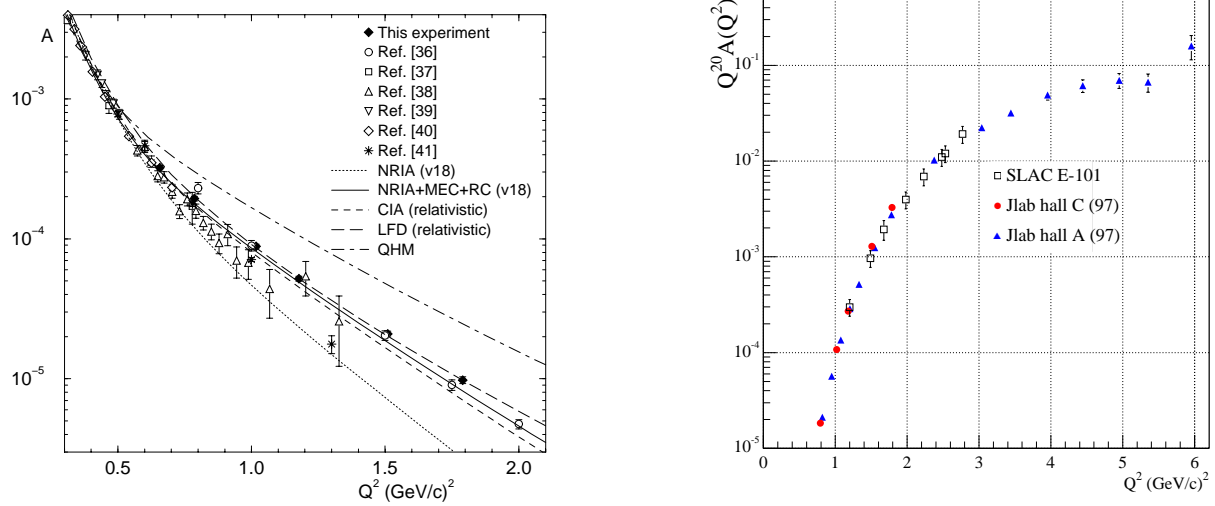


FIG. 2.2 – La figure de gauche représente une compilation des données $A(Q^2)$ avec les résultats de l'expérience t_{20} et les courbes théoriques issus des références [29, 30, 31, 32]. La figure de droite montre le comportement à grands Q^2 de $Q^{20} A(Q^2)$ avec les points expérimentaux issus de la référence [42].

La figure 2.2 de gauche représente les résultats obtenus pour la fonction de structure $A(Q)$ déduite de la mesure de la section efficace absolue de la diffusion élastique [35]. Ces mesures nécessitent une connaissance précise de l'angle solide du spectromètre électron en utilisant une cible de dimension réduite (4 cm) et un collimateur. Le recouvrement d'acceptance entre le deuton et l'électron a été estimé à l'aide d'une simulation Monte-Carlo. Les mesures obtenues ont des erreurs statistiques inférieures à 1% tandis que les erreurs systématiques sont de 4 à 5 % et proviennent principalement de l'erreur sur l'angle de l'électron, l'énergie du faisceau, la longueur et la densité de la cible. La faible contribution de $B(Q)$ à la section efficace a été estimée à partir de données existantes.

Les valeurs mesurées ont pu être comparées avec les données existantes [36, 37, 38, 39, 40, 41] avec un désaccord notable autour de 1 $(GeV/c)^2$ avec celles des références [38, 41]. La comparaison des données avec les modèles théoriques indique que dans le cadre du modèle non relativiste (NRIA,[29]), l'introduction des courants d'échange (MEC) et de corrections relativistes (RC)

permet d'obtenir un bon accord avec nos données. De plus les deux modèles relativistes, l'un utilisant la solution de l'équation Bethe-Salpeter (CIA,[30]) et l'autre la dynamique du cône de lumière (LFD,[31]), qui sont représentés sur la figure, indiquent un bon accord avec les données. Par contre le modèle hybride quark-hadron (QHM,[32]) surestime $A(Q)$. La dépendance en Q^2 déduite des règles de comptage de quarks (Q^{-2n} avec $n=10$) n'est pas reproduite à 1 (GeV/c)^2 . Cependant d'autres données ont été obtenues entre 0.6 et 6 $(\text{GeV/c})^2$ auprès du hall A du *Jefferson Laboratory* [42], qui montrent que le régime asymptotique semble être atteint vers 5 (GeV/c)^2 (voir figure 2.2 de droite).

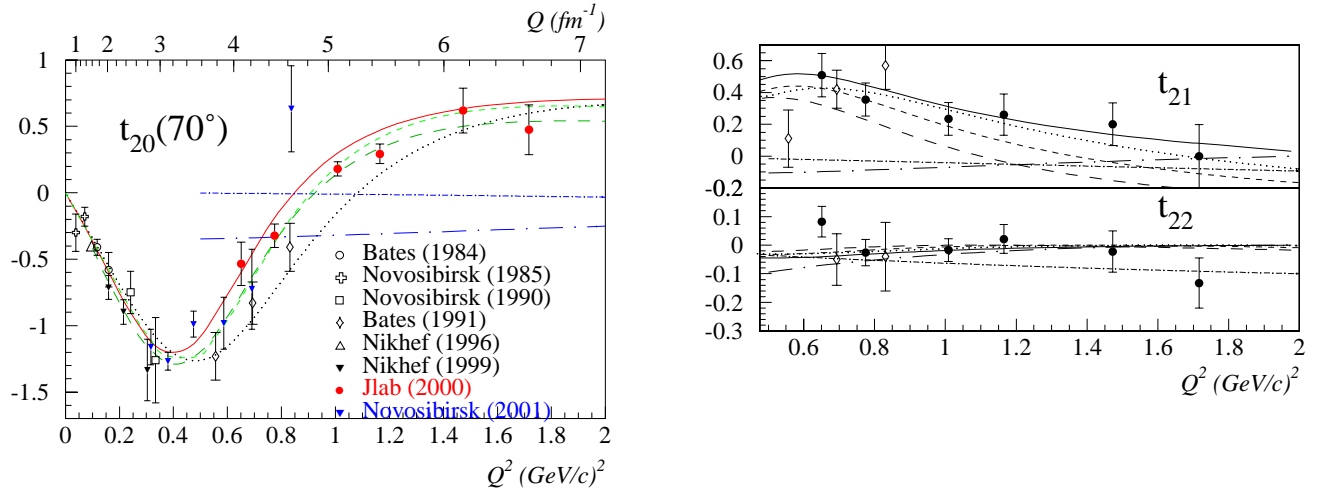


FIG. 2.3 – t_{20} , t_{21} et t_{22} à $\theta_e=70^\circ$. Les modèles théoriques sont issus des références [29] (NRIA en pointillés et NRIA+MEC+RC en ligne continue), [47] (CIA en tiretés) et [31] (LFD en longs tiretés) pour les modèles relativistes, [33] (pointillés-tiretés) et [34] (pointillés-long tiretés) pour les calculs $pQCD$.

Les résultats obtenus sur les observables de polarisation t_{20} , t_{21} et t_{22} [43] sont représentés sur la figure 2.3. La polarisation mesurée est exprimée à $\theta_e=70^\circ$ et a été corrigée des effets de la précession du spin dans le dipôle du canal deuton. La figure (2.3) contient aussi les autres données publiées [28, 45, 46] ainsi que les modèles issus des références [29, 31, 47, 33, 34].

La comparaison avec les modèles indique une tendance similaire à celle discutée pour $A(Q)$. En particulier les deux modèles relativistes (Complete Impulse Approximation (CIA) [47] et Light Front Dynamics (LFD) [31]) montrent un accord très satisfaisant sur tout le domaine en Q^2 . L'introduction des courants d'échange et des corrections relativistes au modèle non relativiste (NRIA) [29] permet d'améliorer l'accord avec les données expérimentales même s'il a tendance à surestimer l'observable t_{20} . Les données obtenues au delà de 1 (GeV/c)^2 ne sont pas

en accord avec le comportement prédit par les modèles basés sur la pQCD [33, 34], confirmant les résultats obtenus sur la fonction de structure $A(Q^2)$.

La figure 2.4 représente les facteurs de forme de charge G_C et quadrupolaire G_Q obtenus à partir des données $A(Q)$, t_{20} , t_{21} et t_{22} . Le facteur de forme G_M est directement déduit des données sur $B(Q)$, plus précises que t_{22} . Le passage par zéro de G_C , qui correspond à une valeur de $t_{20} \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}$, est obtenu à partir de la compilation des données existantes, et se situe à $0.690 \pm 0.013 (GeV/c)^2$ [48]. De la même manière le passage par zéro de la composante t_{21} de la polarisation indique le noeud de G_M autour de $2.02 \pm 0.09 (GeV/c)^2$. Notons que le facteur de forme G_M , qui distingue sensiblement les différents modèles, peut être également déduit de la mesure de $B(Q)$ [42]. Le facteur de forme quadrupolaire, qui ne possède pas de noeud, distingue légèrement les deux modèles relativistes.

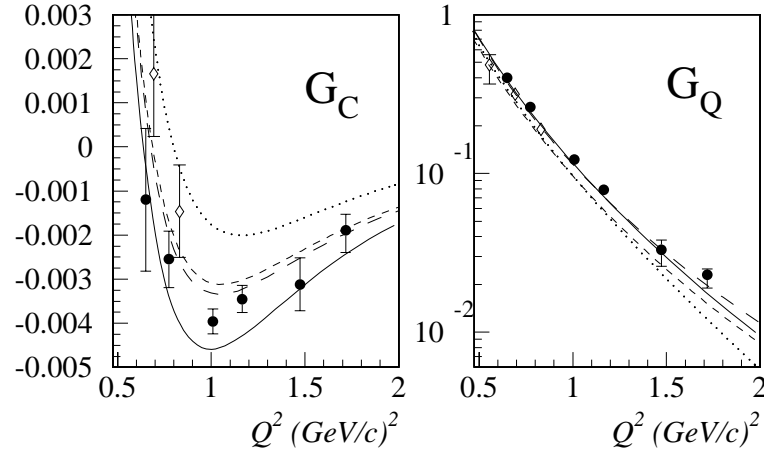


FIG. 2.4 – Facteur de forme de charge (G_C) and quadrupolaire (G_Q) du deuton déduit de l'expérience t_{20} (Voir figure 2.3 pour la légende des modèles).

2.3 Expérience G_0

2.3.1 Motivations physiques

La structure du nucléon est l'objet central de cette étude. La description du nucléon et de ses états excités en terme de trois quarks constitutants conduit à une description satisfaisante des propriétés statiques (spectre en énergies ...). Par opposition, la description à haute énergie, via les processus de diffusion profondément inélastiques, fait apparaître l'importance des quarks

de la mer ainsi que des gluons. Dans ce cadre, les interactions électromagnétique et faible se couplent aux quarks de manière complémentaire en privilégiant les quarks les plus légers (u, d et s). Elles permettent ainsi d'accéder à la contribution des quarks étranges aux propriétés du nucléon, ce qui apparaît comme une signature des quarks de la mer.

Un certain nombre d'expériences ont mis en évidence des contributions non nulles des quarks étranges à la masse (sensible à l'élément de matrice $\langle N | \bar{s}s | N \rangle$) et au spin ($\langle N | \bar{s}\gamma^\mu\gamma^5 s | N \rangle$) du nucléon. Les expériences, dites de violation de parité telles que G^0 , se proposent d'extraire la contribution des quarks étranges aux distributions de charge et de courants (sensibles à l'élément de matrice vectoriel $\langle N | \bar{s}\gamma^\mu s | N \rangle$) dans le nucléon.

Dans la diffusion élastique électron-proton, la décomposition du courant hadronique en fonction des courants de quarks peut s'écrire séparément pour la partie électromagnétique et faible :

$$\begin{aligned}\mathcal{J}_\mu^{(\gamma,N)} &= \sum_{q=u,d,s} Q_q \mathcal{J}_V^{(\gamma,q)} \\ \mathcal{J}_\mu^{(Z,N)} &= \sum_{q=u,d,s} \left[C_V^q \mathcal{J}_\mu^{(Z,q)} + C_A^q \mathcal{J}_\mu^{(Z,q)} \right]\end{aligned}\quad (2.27)$$

où C_V^q et C_A^q sont respectivement les couplages vectoriel et axial du quark de saveur q donnés dans le tableau 2.1.

Il est possible de traduire cette décomposition directement au niveau des facteurs de forme :

$$\begin{aligned}G_{E,M}^{(\gamma,N)} &= \sum_{q=u,d,s} Q_q G_{E,M}^{(q,N)} \\ G_{E,M}^{(Z,N)} &= \sum_{q=u,d,s} C_V^q G_{E,M}^{(q,N)} \\ G_A^{eN} &= \sum_{q=u,d,s} C_A^q G_A^{(q,N)}\end{aligned}\quad (2.28)$$

Si on étend l'étude au proton et au neutron le nombre de facteurs de forme électrique, magnétique et axial au niveau des quarks pour les trois saveurs u, d et s est de 18. Pour restreindre ce nombre, on applique généralement la symétrie d'isospin dans l'échange des quarks u et d respectivement dans le proton et le neutron (par exemple $G_{E,M}^{(u,p)} = G_{E,M}^{(d,n)}$). Avec cette approximation, il est possible d'exprimer les facteurs de forme électrique et magnétique au niveau des quarks en fonction des facteurs de forme électromagnétiques et faibles du proton et du neutron :

$$G_{E,M}^u = (3 - 4\sin^2\theta_W) G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(Z,p)} \quad (2.29)$$

$$G_{E,M}^d = (2 - 4\sin^2\theta_W) G_{E,M}^{(\gamma,p)} + G_{E,M}^{(\gamma,n)} - G_{E,M}^{(Z,p)} \quad (2.30)$$

$$G_{E,M}^s = (1 - 4\sin^2\theta_W) G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(\gamma,n)} - G_{E,M}^{(Z,p)} \quad (2.31)$$

L'extraction des facteurs de forme G_E^s et G_M^s , qui décrivent les contributions des quarks étranges aux distributions de charge et de courants dans le nucléon, sera l'objectif principal de l'expérience G^0 .

L'expression de l'asymétrie, donnée dans la relation 2.25, peut s'écrire à nouveau sous la forme :

$$A_{PV} = A_{PV}^0 + A_{PV}^s \quad (2.32)$$

avec un terme indépendant des facteurs étranges :

$$\begin{aligned} A_{PV}^0 = & - \left(\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \right) \frac{1}{\epsilon \left(G_E^{(\gamma,p)} \right)^2 + \tau \left(G_M^{(\gamma,p)} \right)^2} \left[\epsilon G_E^{(\gamma,p)} \left((1 - 4\sin^2\theta_W) G_E^{(\gamma,p)} - G_E^{(\gamma,n)} \right) \right. \\ & \left. + \tau G_M^{(\gamma,p)} \left((1 - 4\sin^2\theta_W) G_M^{(\gamma,p)} - G_M^{(\gamma,n)} \right) - (1 - 4\sin^2\theta_W) \epsilon' G_M^{(\gamma,p)} G_A^{ep} \right] \end{aligned} \quad (2.33)$$

et l'autre terme relatif aux facteurs de forme G_E^s et G_M^s :

$$A_{PV}^s = \left(\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \right) \frac{G_E^{(\gamma,p)} G_E^s + \tau G_M^{(\gamma,p)} G_M^s}{\epsilon \left(G_E^{(\gamma,p)} \right)^2 + \tau \left(G_M^{(\gamma,p)} \right)^2} \quad (2.34)$$

Cette décomposition met en évidence que l'asymétrie est différente de zéro qu'il y ait ou non une contribution non nulle des quarks étranges (de la mer) aux propriétés du nucléon.

D'un point de vue expérimental, nous pouvons nous contenter de l'expression déjà donnée dans la relation 2.25, qui fait intervenir les facteurs de forme électromagnétique et faible du nucléon :

$$A_p = - \left(\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \right) \frac{\epsilon G_E^{(\gamma,p)} G_E^{(Z,p)} + \tau G_M^{(\gamma,p)} G_M^{(Z,p)} - (1 - 4\sin^2\theta_W) \epsilon' G_M^{(\gamma,p)} G_A^{ep}}{\epsilon \left(G_E^{(\gamma,p)} \right)^2 + \tau \left(G_M^{(\gamma,p)} \right)^2} \quad (2.35)$$

Il serait en principe possible d'extraire indépendamment les trois facteurs de forme $G_E^{(Z,p)}$, $G_M^{(Z,p)}$ et G_A^{ep} par une mesure d'asymétrie sur le proton en faisant varier les différents paramètres cinématiques à une valeur Q^2 fixée. En particulier une mesure aux angles avant¹ permet de sélectionner les termes électrique et magnétique, tandis qu'une mesure aux angles arrière² ($\epsilon \simeq 1$) permet de sélectionner les termes magnétique et axial.

1. La cinématique aux angles avant correspond à un angle de diffusion de l'électron θ_e , qui tend vers zéro, impliquant $\epsilon' \simeq 0$.

2. La cinématique aux angles arrière correspond à un angle de diffusion de l'électron θ_e , qui tend vers π , impliquant $\epsilon \simeq 0$

Cependant il apparaît plus avantageux de mesurer l'asymétrie relative à la diffusion quasi-élastique sur le deuton, qui implique le proton et le neutron :

$$A_{QE} = \frac{\sigma_p A_p + \sigma_n A_n}{\sigma_{QE}} \quad (2.36)$$

où l'asymétrie sur le proton A_p est donnée par la relation 2.35 et celle sur le neutron A_n s'écrit :

$$A_n = - \left(\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \right) \frac{\epsilon G_E^{(\gamma,n)} G_E^{(Z,n)} + \tau G_M^{(\gamma,n)} G_M^{(Z,n)} - (1 - 4\sin^2\theta_W)\epsilon' G_M^{(\gamma,n)} G_A^{en}}{\epsilon \left(G_E^{(\gamma,n)} \right)^2 + \tau \left(G_M^{(\gamma,n)} \right)^2} \quad (2.37)$$

où $G_E^{(Z,n)}$, $G_M^{(Z,n)}$ et G_A^{en} , peuvent aussi s'exprimer en fonction de G_E^s , G_M^s et G_A^{ep} .

L'expérience G^0 , qui propose de mesurer les asymétries sur le proton aux angles avant et arrière ainsi que l'asymétrie sur le deutérium aux angles arrière, permet une séparation complète des facteurs de forme G_E^s , G_M^s et G_A^{ep} .

De nombreuses approches théoriques ont été utilisées pour prédire les facteurs de forme électrique et magnétique étranges dans le nucléon. Une revue récente est donnée dans la référence [49]. Certains modèles [50, 51] font intervenir des contributions de boucles à la structure du nucléon sous la forme de mésons K ou d'hypérons qui permettent une séparation physique des quarks s et \bar{s} . D'autres auteurs [52, 53] font apparaître l'étrangeté par la présence de pôles liés au couplage du boson virtuel au méson vecteur ϕ (modèle VDM). Certains modèles utilisent des extensions à SU(3) du modèle de skyrme [54] ou des calculs de QCD sur réseau [55]. Enfin d'autres prédictions sont basées sur des règles de symétrie chirale [56] ou des relations de dispersion [57].

La comparaison des modèles est généralement réalisée sur le moment magnétique étrange, égal à la valeur du moment magnétique étrange pour $Q^2 = 0$ ($\mu_s = G_M^s(0)$) et sur le rayon carré moyen d'étrangeté, relié à la pente du facteur de forme électrique étrange à $Q^2 = 0$ ($r_s^2 = -6 [G_E^s/dQ^2]_{Q^2=0}$). Il apparaît que les modèles donnent généralement une valeur de μ_s négative entre -0.8 et 0, pour la plupart autour de -0.3, qui représente environ 10 % du moment magnétique du proton. Les valeurs prédites pour r_s^2 sont généralement faibles, sans accord entre les modèles sur le signe de r_s . A ce niveau de connaissance, il est difficile de prédire la dépendance en Q^2 des facteurs de forme électrique et magnétique étranges.

En ce qui concerne le facteur de forme axial, il peut s'exprimer à l'aide de la relation :

$$G_A^e(Q^2) = (1 + R_{oq}^1)G_A(Q^2) + R_{oq}^0 + G_A^s(Q^2) + F_A(Q^2) \quad (2.38)$$

où G_A est le facteur de forme chargé faible, qui est déterminé à $Q^2 = 0$ par la désintégration β du neutron tandis que sa dépendance en Q^2 est obtenue en diffusion $\nu n \rightarrow \mu p$. $G_A^s(Q^2)$, qui correspond à la fraction de spin portée par le quark étrange, est mesurée en diffusion profondément inélastique à $Q^2 = 0$. R_{oq}^0 et R_{oq}^1 représentent des corrections radiatives à un quark calculable théoriquement tandis que $F_A(Q^2)$ est le moment anapolaire représentant le couplage entre le photon virtuel et le nucléon violant la parité, qui reste très peu étudié d'un point de vue théorique avec des incertitudes importantes.

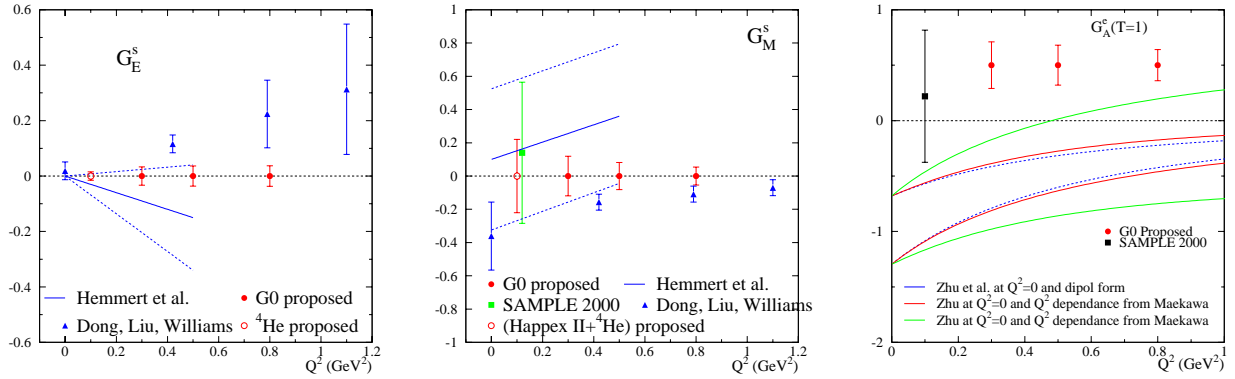


FIG. 2.5 – *Prédictions des erreurs pour l'expérience G^0 attendues sur les trois facteurs de forme G_E^s , G_M^s et G_A^s . Les valeurs obtenues par l'expérience SAMPLE sont indiqués ainsi que les erreurs attendues par les deux expériences HAPPEX2 et ^4He .*

Pour conclure sur les motivations physiques, il est clair qu'actuellement peu de contraintes existent d'un point de vue théorique sur les facteurs de forme étranges (voir figure 2.5), qui doivent apporter des informations essentielles sur la contribution des quarks de la mer aux propriétés du nucléon. De plus la séparation nécessite également la mesure du facteur de forme axial qui comporte lui-même des grandes incertitudes théoriques en particulier sur la contribution du moment anapolaire.

2.3.2 Les autres expériences

La mesure du contenu étrange du nucléon par des expériences de violation de parité est un enjeu très important pour la communauté de physique hadronique internationale. Trois autres grandes expériences sont en cours : SAMPLE (Laboratoire MIT-Bates, USA), HAPPEX (TJNAF-Hall A, USA), et PVA4 (Laboratoire MAMI, Mayence).

L'expérience SAMPLE, qui s'est déroulée auprès de l'accélérateur de Bates a mesuré les asymétries sur le proton et deuton pour des angles arrière de l'électron pour un quadrimoment $Q^2 = 0.1 (GeV/c)^2$ [58, 59, 60]. Elle a permis de réaliser une séparation des facteurs de forme magnétique G_M^s et axial G_A^e . Les résultats, qui ont mis en évidence un désaccord sur G_A^e par rapport aux prédictions théoriques, ont suscité une nouvelle mesure à $Q^2 = 0.04 (GeV/c)^2$ afin de confirmer l'écart observé [61].

L'expérience HAPPEX, qui a été réalisée dans le hall A du *Jefferson Laboratory*, a mesuré l'asymétrie sur le proton pour un $Q^2 = 0.5 (GeV/c)^2$ pour des angles avant de diffusion de l'électron. Elle a permis d'extraire une combinaison linéaire des facteurs de forme électrique et magnétique étranges ($G_E^s + 0.392G_M^s$) compatible avec zéro. Une seconde phase est prévue fin 2002-début 2003 pour mesurer l'asymétrie sur le proton à des angles de l'électron de 6° à $Q^2 = 0.1 (GeV/c)^2$, ce qui permettra, en utilisant les résultats de SAMPLE de réaliser une séparation complète des trois facteurs de forme. Il est prévu également la mesure de l'asymétrie sur l' 4He , qui possède l'avantage de n'être sensible qu'au facteur de forme électrique G_E^s .

L'expérience PVA4, qui a lieu auprès de l'accélérateur MAMI, vient de réaliser la mesure de l'asymétrie sur le proton à des angles de 30 à 40° à un Q^2 de $0.2 (GeV/c)^2$, et est sensible à une combinaison linéaire des facteurs de forme ($G_E^s + 0.22G_M^s + 0.04G_A^e$)

L'expérience G^0 , qui prévoit de réaliser les asymétries sur le proton aux angles avant et arrière et sur le deutérium pourra réaliser une séparation des trois facteurs de forme pour les trois valeurs de Q^2 de 0.3 , 0.5 et $0.8 (GeV/c)^2$. Les erreurs attendues sont reportées sur la figure 2.5.

2.3.3 Dispositif expérimental

Pour l'expérience G^0 , les asymétries à mesurer sont comprises entre $3 \cdot 10^{-6}$ et $5 \cdot 10^{-5}$ (c'est-à-dire 3 à 50 ppm). Afin d'atteindre des erreurs sur l'asymétrie de 4 à 5 %, soit de l'ordre de $10^{-6} - 10^{-7}$, il est nécessaire d'accumuler des taux de comptage important ($\Delta A_{stat} = \frac{1}{P_e} \frac{1}{\sqrt{N}}$). Dans ce but, l'expérience G^0 a été conçue pour utiliser des luminosités de faisceau aussi fortes que possible (de l'ordre de $10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) tout en ayant une acceptance de détection aussi grande que possible (détecteur 4π). Même dans ces conditions, les temps de faisceau nécessaires sont de l'ordre de 700 h.

Atteindre des précisions statistiques de l'ordre de 10^{-7} nécessite également un contrôle des erreurs systématiques à un niveau équivalent. Celles-ci proviennent principalement des corrélations possibles des taux de comptages dans le détecteur vis-à-vis de paramètres dépendant

de l'hélicité, comme les paramètres faisceau (position, angle, énergie, intensité ...). Les asymétries relatives au faisceau doivent donc être réduites à un niveau acceptable. De plus des corrections systématiques peuvent être appliquées à l'aide de la relation :

$$A_{corr} = A_{brut} + \sum_{n=1}^{n_{max}} \frac{1}{2N} \left(\frac{\delta N}{\delta B_n} \right) \Delta B_n \quad (2.39)$$

où il est nécessaire de mesurer les différences ΔB_n sur les paramètres faisceau en fonction de l'hélicité. Il faut également connaître avec précision la réponse du détecteur vis-à-vis des différents paramètres mentionnés.

Dans la suite nous allons décrire le dispositif, qui sera mis en œuvre pour l'expérience G^0 , en séparant les mesures aux angles avant et arrière.

Le faisceau d'électrons polarisés est obtenu par interaction d'un faisceau laser polarisé circulairement sur une photocathode de GaAs contraint. Il est possible de sélectionner une transition particulière vers la bande de conduction ($3/2 \rightarrow 1/2$) du cristal et ainsi d'obtenir des électrons avec une polarisation linéaire théorique de 100%. La polarisation circulaire du faisceau laser est obtenue à l'aide d'une cellule de Pockels qui se comporte comme une lame quart d'onde, avec renversement de la polarisation du faisceau en moins de 200 μs .

Les électrons sont ensuite injectés dans l'accélérateur CEBAF afin d'être accélérés. Pour la mesure aux angles avant, le faisceau délivré dans le hall C aura une énergie de 3 GeV et une intensité de 40 μA , avec une impulsion toutes les 32 ns (le mode de fonctionnement normal de l'accélérateur est une impulsion toutes les 2 ns). Les électrons sont ensuite envoyés sur une cible d'hydrogène (ou deutérium) liquide d'une longueur de 20 cm et d'une densité de 0.07 g/cm^3 avec une puissance à dissiper de 250 W. Un balayage transverse de quelques mm du faisceau est mis en œuvre pour éviter une ébullition locale et donc des variations de densité.

Mesure aux angles avant :

Pour la mesure aux angles avant, les électrons qui sont diffusés à des angles faibles, sont difficiles à détecter et à séparer du bruit de fond. Par contre les protons de recul sont émis à des angles compris entre 53 et 76° avec des impulsions comprises entre 340 et 1100 MeV/c.

Le spectromètre G^0 possède une symétrie cylindrique et il est composé de huit secteurs identiques (cf. Fig. 2.6). Les particules chargées, produites dans la cible située au centre du spectromètre, sont déviées par un champ magnétique, produit par huit bobines toroïdales supraconductrices disposées tout autour de la cible. Cet aimant est conçu de telle sorte que le

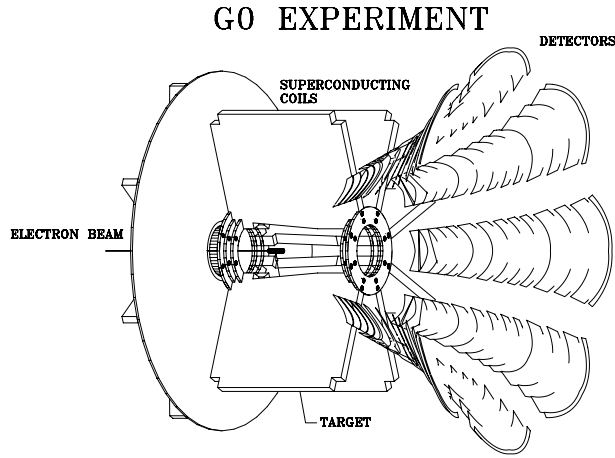
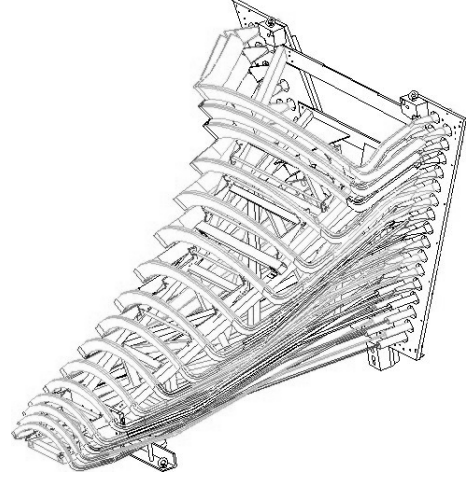
FIG. 2.6 – Spectromètre G^0 .

FIG. 2.7 – Schéma des scintillateurs et les guides associés.

point d'arrivée des particules dans le détecteur, pour un angle d'émission du proton (ou Q^2 fixé), est indépendant du point d'interaction dans la cible (voir figure 2.8).

Une série de trois collimateurs permet d'éviter une vue directe entre la cible et les détecteurs ce qui réduit considérablement le bruit de fond des particules neutres (γ et neutrons) dans les détecteurs. Ils permettent également de définir avec précision l'acceptance angulaire du spectromètre correspondant à des quadrimoments transférés compris entre 0.12 à 0.94 $(GeV/c)^2$. L'ensemble, composé des bobines supraconductrices et des collimateurs, est placé dans une enceinte à vide.

Le système de détection est localisé au niveau du plan focal du spectromètre (Focal Plane Detectors) pour chacun des huit secteurs définis par les bobines supraconductrices. Il est composé de 16 paires de scintillateurs plastiques couplés à des guides de lumière de grande dimension (voir figure 2.7). La forme des scintillateurs est étudiée de telle sorte que les protons issus de la diffusion élastique pour une ouverture angulaire donnée (Q^2 constant) de diffusion du proton de recul soient détectés dans un scintillateur donné (voir 2.8). Les largeurs des scintillateurs ont été définies pour limiter le taux de comptage à quelques MHz. La coïncidence entre les deux scintillateurs, appelés Backward et Forward et séparés par une plaque d'aluminium, permet de diminuer largement la contribution des particules neutres (gammas et neutrons). La lumière produite par le passage des particules est acheminée jusqu'aux photomultiplicateurs à l'aide de guides de lumière. Ceux-ci sont assez longs, surtout pour les premiers détecteurs, afin d'éloigner suffisamment les photomultiplicateurs du champ magnétique.

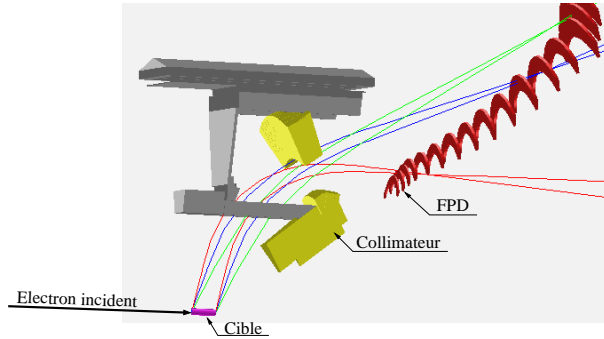


FIG. 2.8 – Trajectoires suivies par des protons provenant de diffusions élastiques pour différents Q^2 .

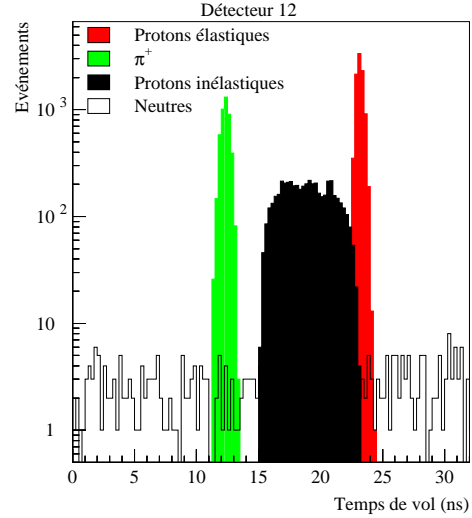


FIG. 2.9 – Spectre en temps de vol (simulé) pour le FPD numéro 12.

La discrimination entre les protons issus de la diffusion élastique et les autres particules (pions, protons issus des collisions inélastiques et neutrons) est réalisée à partir de la mesure de leur temps de vol (voir figure 2.9). Celle-ci doit être réalisée au niveau électronique avec des fréquences de quelques MHz et avoir un temps mort minimum. Ceci empêche l'utilisation d'une acquisition événement par événement dont les temps de lecture sont de l'ordre de la ms. Le principe du codage est donc basé sur la construction des histogrammes en temps sur une gamme de 32 ns, correspondant au temps entre deux impulsions consécutives pour chaque détecteur.

Les quatre signaux analogiques issus des photomultiplicateurs sont envoyés sur un Discriminateur à Fraction Constante (DFC) dont le temps de sortie est indépendant de l'amplitude du signal d'entrée. Ensuite, les deux signaux logiques correspondant à un scintillateur donné sont envoyés sur un Mean-Timer qui génère un temps de sortie égal à la moyenne des deux temps d'entrée. Ceci permet d'obtenir une mesure du temps peu sensible au point d'impact de la particule le long du scintillateur. Enfin, le signal associé au scintillateur Forward sera codé par un TDC (Time to Digital Converter) tandis que celui correspondant au détecteur Backward sert à valider le codage en temps du premier. L'information du TDC est envoyée vers un DSP (Digital Signal Processing) qui génère un histogramme de 128 canaux d'une largeur de 250 ps. Les histogrammes sont ensuite transférés vers l'acquisition à chaque renversement d'hélicité

du faisceau. D'autres informations comme les taux de comptage bruts issus des discriminateurs et des meantimers pourront être utilisées pour estimer les pertes dues au temps mort de l'électronique. Une acquisition événement par événement avec échantillonnage est utilisée pour permettre un grand nombre de contrôles (distributions en amplitude et en temps).

Mesure aux angles arrière :

Pour la mesure aux angles arrière, les électrons sont émis à un angle de 110° environ, ce qui permet leur détection une fois le spectromètre tourné de 180° . Dans cette configuration, l'acceptance en Q^2 accessible avec le spectromètre est limitée. Il est donc nécessaire de réaliser la mesure d'asymétrie sur le proton et le deuton pour plusieurs énergies du faisceau (424, 576 et 799 MeV) ce qui permet d'accéder à trois valeurs de Q^2 centrées sur 0.3, 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$.

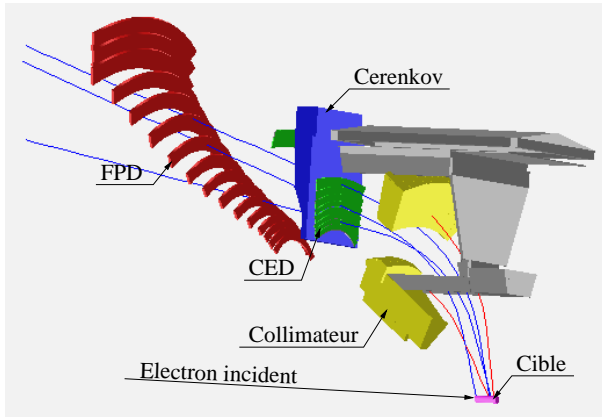


FIG. 2.10 – Trajectoires suivies par des électrons provenant de diffusions élastiques à $Q^2 = 0.3 (GeV/c)^2$.

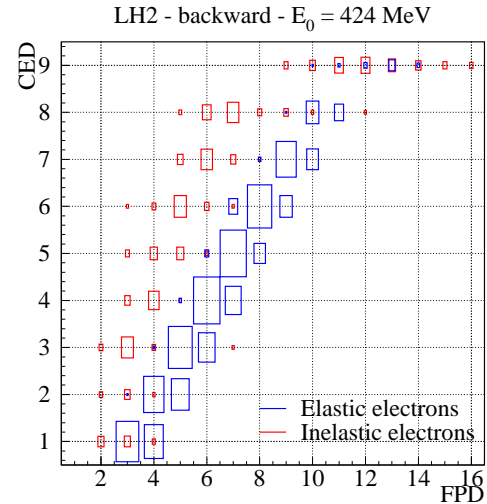


FIG. 2.11 – Matrice de coïncidence CED versus FPD à $Q^2 = 0.3 (GeV/c)^2$, la taille des rectangles étant proportionnelle aux taux de comptage.

Comme dans le cas précédent, il est nécessaire de pouvoir séparer les électrons issus de la diffusion élastique des autres particules, composées de pions et d'électrons ayant diffusés inélastiquement sur le nucléon. La discrimination entre les π^- et les électrons est faite grâce à un détecteur Čerenkov situé au niveau de la fenêtre de sortie des bobines (voir figure 2.10).

La séparation entre électrons élastiques et électrons inélastiques est plus délicate à faire.

En effet, tous les électrons détectés, qui ont une impulsion supérieure à 200 MeV/c, ont approximativement la même vitesse. Il est donc impossible d'utiliser une mesure de temps de vol des différentes particules pour éliminer le bruit de fond. Un deuxième hodoscope appelé CED (Cryostat Exit Detectors), constitué de neuf scintillateurs par octant, sera installé au niveau de la fenêtre de sortie du cryostat afin d'effectuer cette séparation. En effet, les électrons élastiques et inélastiques émis à un même angle de diffusion n'ont pas la même impulsion et donc ne suivent pas les mêmes trajectoires. Les électrons inélastiques ont en effet une impulsion plus faible et donc une trajectoire plus courbée que les électrons élastiques. La construction d'une matrice de coïncidence entre les CED et FPD touchés permet alors la séparation des électrons élastiques des électrons inélastique (voir figure 2.11).

Les signaux issus de chaque détecteur sont envoyés sur des Meantimers après discrimination en amplitude. Les sorties sont ensuite utilisées par une carte de coïncidence, qui permet de réaliser la coïncidence entre chacun des *CEDs* et des *FPDs* dans une fenêtre en temps de 8 ns afin de limiter les coïncidences fortuites. Les signaux de coïncidences sont ensuite envoyés sur des échelles de comptage. De plus, le signal correspondant au détecteur Čerenkov, qui signe le passage d'un électron (et non d'un pion), est utilisé comme validation des échelles de comptage. Enfin un grand nombre d'échelles associées individuellement à chaque détecteur ainsi que les distributions de temps de vol d'arrivée des signaux devront permettre d'estimer avec une bonne précision la probabilité de perdre des événements de coïncidences dues au temps mort de l'électronique ainsi que la probabilité d'empilement.

2.3.4 Calendrier de l'expérience G^0

Les groupes français de l'ISN Grenoble et de l'IPN Orsay travaillent depuis 1998, dans le cadre d'une collaboration internationale essentiellement nord-américaine et française, à la réalisation du programme expérimental G^0 . Le dispositif expérimental est installé dans le hall C du *Jefferson Laboratory*. Les premières prises de données pour la mise en œuvre de l'ensemble du dispositif sont prévues d'octobre à décembre 2002, afin d'étudier les effets systématiques tant du point de vue de la faisceaulogie (énergie, position, angles) que du système de détection (cible, aimant, détecteur et électronique). La prise de données pour la mesure aux angles avant devrait être programmée pour le second semestre 2003. La suite du programme expérimental, dédié aux angles arrière, devrait être répartie sur les trois années suivantes (2004 à 2006) avec un point en Q^2 par année, chacune comprenant une mesure d'asymétrie sur une cible d'hydrogène et de deutérium.

Conclusions

J'ai présenté dans ce mémoire les expériences dans lesquelles j'ai été fortement impliqué depuis 1991.

Le travail portant sur la construction du polarimètre *POLDER* a montré que la mesure de la polarisation du deuton de recul aux énergies intermédiaires requiert des dispositifs expérimentaux simples dans leur conception mais d'une très grande stabilité vis-à-vis des conditions extérieures. On peut constater que les développements dans ce domaine sont désormais très limités depuis l'arrêt de l'accélérateur *SATURNE*.

Le polarimètre *POLDER* a été utilisé pour la mesure de la polarisation du deuton de recul dans le processus $H(\vec{p}, \vec{d})\pi^+$, fournissant une contribution originale avec sept nouvelles observables mesurées entre 800 et 1300 MeV. On peut souhaiter pour l'avenir que de nouvelles analyses en déphasage et prédictions théoriques soient réalisées afin d'orienter les futurs programmes expérimentaux, même si les opportunités restent actuellement très limitées. Par exemple de nouvelles mesures de la polarisation vectorielle du deuton de recul pourraient peut-être améliorer la compréhension de certaines structures.

Le polarimètre *POLDER* a également permis de réaliser une séparation complète des facteurs de forme de charge, monopolaire et quadrupolaire, pour des grands transferts d'impulsion, c'est-à-dire entre 0.6 et 1.5 $(GeV/c)^2$. Ces mesures très attendues par la communauté scientifique ont permis de confirmer le bon comportement des approches conventionnelles en terme de nucléons et de mésons, même avec des distances entre nucléons inférieures à 0.5 fm. Étendre ces mesures de la polarisation t_{20} à plus grands Q^2 devient difficile actuellement. En effet aucun polarimètre tensoriel n'est disponible à ce jour à plus haute énergie et les expériences en cibles polarisées nécessiteraient des temps de faisceau prohibitifs avec les performances actuelles des cibles.

L'expérience G^0 , qui se propose de mesurer les asymétries de violation de parité sur le proton

et le deutérium, est actuellement dans sa phase de construction au *Jefferson Laboratory*. Elle devrait apporter dans les années à venir des réponses claires sur la contribution des quarks étranges aux distributions de charge et de courants dans le nucléon sur un large domaine en quadri-moments transférés, c'est-à-dire entre 0.1 et 1 $(GeV/c)^2$. De manière complémentaire, d'autres expériences, comme HERMES à HERA et COMPASS au CERN, devraient apporter des informations intéressantes sur la contribution des gluons à la structure en spin du nucléon.

Bibliographie

- [1] J.S. Réal, Thèse UJF-Grenoble I, ISN 94-05, 1994.
- [2] S. Kox *et al.*, Nucl. Inst. and Methods **A346** (1994) 527.
- [3] J. Goy, Thèse UJF-Grenoble I, ISN 97-08, 1997.
- [4] J. Goy *et al.*, Phys. Rev. **C57** (1998) 420.
- [5] C. Furget *et al.*, Nucl. Phys. **A655** (1999) 495.
- [6] Polarization Phenomena in Nuclear Reactions (University of Wisconsin Press), Madison, 1971.
- [7] M. Simonius, *Polarization in Nuclear Physics*, Lecture Notes in Physics, Vol.30 Springer, Berlin (1974), 38.
- [8] A. Boudard, Cours de l'Ecole Joliot Curie de Physique Nucléaire 1988, Maubuisson, France.
- [9] J. Carbonell *et al.*, Nucl. Phys. **A529** (1991) 653.
- [10] L. Eyraud, Thèse UJF-Grenoble I, ISN 98-101, 1998.
- [11] M. Garçon, Proceedings of the "The 20 years of Saturne 2" Conference, World Scientific Publishing Co (A. Boudard and P.A. Chamouard Editors), Paris, Mai 1998.
- [12] H. Kamada *et al.*, Phys. Rev. **C55** (1997) 2563.
- [13] R. Gilman et F. Gross, J. Phys. **G28** (2002) R37-R116.
- [14] H. Tanabe *et al.*, Phys. Rev. **C40** (1989) 1905.
- [15] G.H. Lamot *et al.*, Phys. Rev. **C35** (1987) 239.
- [16] J.A. Niskanen, Phys. Lett. **141B** (1984) 301.
- [17] M.P. Locher and A. Švarc, Nucl. Phys. **11** (1985) 183.
- [18] R.A. Arndt *et al.*, Phys. Rev **C48** (1993) 1926; R.A. Arndt et al., MUNU Conference Vancouver (23-26 July, 1997); voir aussi <http://clsaid.phys.vt.edu/>.
- [19] B.L.G. Bakker and I.I. Strakovsky, Nucl. Phys. **A505** (1989) 551.
- [20] N.A. Bazhanov *et al.*, Phys. Rev. **C47** (1993) 395.

- [21] J.A. Niskanen, Phys. Lett. **112B** (1982) 17.
- [22] M.P. Locher *et al.*, Adv. Nucl. Phys. **17** (1986) 47.
- [23] G. Cantale *et al.*, Helv. Phys. Acta **60** (1987) 398; G. Cantale *et al.*, Helv. Phys. Acta **64** (1991) 736.
- [24] E. Aprile *et al.*, Nucl. Phys. **A379** (1982) 369.
- [25] T.W. Donnelly, Modern Topics in Electron Scattering, World Scientific Publishing (B. Frois and I. Sick Editors), ISBN 9971-50-975-X, 1991, p. 566; T.W. Donnelly and A.S. Raskin, Ann. Phys. **169** (1986) 247.
- [26] H. Fonvieille, Cours de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1992, Maubuisson, France.
- [27] M. Musolf *et al.*, Phys. Rep. **239**, 1 (1994); T.W. Donnelly, Nucl. Phys. **A623** (1997) 223c.
- [28] M. Garçon et J.W. Van Orden, à paraitre dans Adv. Nucl. Phys., DAPNIA/SPHN-01-02.
- [29] R.B. Wiringa *et al.*, Phys. Rev. **C51** (1995) 38.
- [30] J.W. Orden *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4369.
- [31] J. Carbonell and V.A. Karmanov, Eur. Phys. J. **A6** (1999) 9.
- [32] A. Buchmann *et al.*, Nucl. Phys. **A496** (1989) 621.
- [33] S.J. Brodsky et J.R. Hiller, Phys. Rev. **D46** (1992) 2141.
- [34] A. Kobushkin et A. Syamtomov, Phys. Rev. **D49** (1994) 1637.
- [35] D. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1379.
- [36] R.G. Arnold *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 776.
- [37] C.D. Buchanan *et al.*, Nucl. Rev. Lett. **A510** (1965) 303.
- [38] J.E. Elias *et al.*, Phys. Rev. **177** (1969) 2075.
- [39] S. Galster *et al.*, Nucl. Phys. **B32** (1971) 221.
- [40] S. Platchkov *et al.*, Nucl. Phys. **A510** (1990) 740.
- [41] R. Cramer *et al.*, Z. Phys. **C29** (1985) 513.
- [42] L.C. Alexa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (19999) 1374.
- [43] D. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5053.
- [44] M. Garçon *et al.*, Phys. Rev. **C49** (1994) 2516.
- [45] R. Gilman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2516.
- [46] M. Ferro-Luzzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 2630.
- [47] D.R. Phillips *et al.*, nucl-th/9906086.

- [48] D. Abbott *et al.*, Eur. Phys. Jour. **A7** (2000) 421.
- [49] D. Beck and B. Holstein, Int. Jour. Mod. Phys. **E10** (2001) 1.
- [50] M. Musolf and M. Burkardt, Z. Phys. **C61** (1994) 433.
- [51] W. Koepf *et al.*, Phys. Lett. **B288** 11 (1992); W. Koepf and E. Henley, Phys. Rev. **C59** (1994) 2219.
- [52] P. Mergell *et al.*, Nucl. Phys. **A596** (1996) 367.
- [53] H. Forkel, Phys. Rev. **C56** (1996) 510.
- [54] N. Park *et al.*, Phys. Rev. **D43** (1991) 869.
- [55] S. Dong *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1998) 074504.
- [56] M. Ramsey-Musolf and H. Ito, Phys. Rev. **C55** (1997) 3066.
- [57] M. Musolf *et al.*, Phys. Rev. **D55** (1997) 2741.
- [58] B. Mueller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3824.
- [59] D. Spayde *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1106.
- [60] R. Hasty *et al.*, Science 290 (2000) 2117.
- [61] Proposal de l'expérience SAMPLE (2001); R. Tieulent, Thèse UJF-Grenoble I, ISN 02-27, 2002.